

THÈSES

Présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

pour obtenir

le titre de DOCTEUR-INGENIEUR en PHYSIQUE NUCLEAIRE

par

Jean-Marie LEBRE

INGENIEUR I.N.S.A.

1° Thèse :

ETUDE ET REALISATION D'UN DISPOSITIF EXPERIMENTAL DE MESURES
DE DISTRIBUTIONS ANGULAIRES, DE SECTIONS EFFICACES ET DE

POLARISATION DANS CERTAINES REACTIONS (p,p)

APPLICATION A LA DIFFUSION ELASTIQUE ^{12}C (p,p) ^{12}C

ENTRE (1,95 et 1,23 MeV)

2° Thèse :

Propositions données par la Faculté.

soutenues le 31 Mars 1966 devant la Commission d'examen

JURY

MM.

A. SARAZIN

Président

J. DEPAZ

L. FEUVRAIS

}
Examineurs

E R R A T A

<u>Pages</u>	<u>Lignes</u>	
37	13	Lire : La stabilité en fonction de la durée et du niveau des impulsions d'attaque est satisfaisante.
39	1	Lire : Les taux de comptage lus sur l'échelle du sélecteur
51	18	Lire : ... polarisation de la jonction. (Voir Figure 10)
55	17	Lire : E_1 $\searrow$ laboratoire $\xleftarrow{\quad} E_0$ $(1 - k \sin^2 \frac{\theta}{2})$ (Figure 38)
55	22	Lire : γ ($= \frac{1}{12}$ pour C)
63	11	Lire : ... lame d'épaisseur $e = (\frac{dE}{dx})_{E_0} \times e$.
68	3	Lire : donc $\Delta e = e (\sqrt{2} - 1) = 0,414 e$.
68	2	Lire : Si $\theta = 45^\circ$ $\cos \theta = \sqrt{2}$
106	25	Lire : Surface utile de la 2ème cible : $0,23 \text{ cm}^2$...

THÈSES

Présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

pour obtenir

le titre de DOCTEUR-INGENIEUR en PHYSIQUE NUCLEAIRE

par

Jean-Marie LEBRE

INGENIEUR I.N.S.A.

1° Thèse :

ETUDE ET REALISATION D'UN DISPOSITIF EXPERIMENTAL DE MESURES

DE DISTRIBUTIONS ANGULAIRES, DE SECTIONS EFFICACES ET DE

POLARISATION DANS CERTAINES REACTIONS (p,p)

APPLICATION A LA DIFFUSION ELASTIQUE ^{12}C (p,p) ^{12}C

ENTRE (1,95 et 1,23 MeV)

2° Thèse :

Propositions données par la Faculté.

soutenues le 31 Mars 1966 devant la Commission d'examen

JURY

MM. A. SARAZIN

Président

J. DEPAZ

L. FEUVRAIS

}
Examineurs



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41553410_0010

FACULTE DES SCIENCES

Doyens Honoraires

MM. LONGCHAMBON
MOUSSA
GAUTHIER Henri

Professeurs Honoraires

MM. de LAREMBERGUE SOLLAUD MENTZER MOUSSA	MM. JAFFARD EYRAUD Henri DEJARDIN VIRET
--	--

Doyen

M. BRACONNIER

Assesseurs

MM. MESNARD
BOLDIN

Professeurs

MM. LONGCHAMBON PRETTRE COURTY KUHNER MALECOT PARIS AUMERAS COLONGE JANIN FLANDRIN BERNARD DUFAY Jean NIGON GAUTHIER Henri WAUTIER CHOPIN CUEILLERON BRACONNIER EYRAUD Charles SARAZIN BOLDIN PERES MESNARD GRANDMONTAGNE BOUTILLIER LAFOUCRIERE DREUX TEICHNER PAVANS DE CECCATTY MERLIN DUFAY Maurice PHILBERT COHEN-ADAD DAVID Louis CHANEL MAURY DEPRAZ GAUTHIER Jean GAUME UZAN	Minéralogie Chimie Industrielle Chimie-Physique Botanique Mécanique rationnelle et appliquée Chimie minérale Chimie générale II Chimie organique Physique générale Géologie appliquée Physique industrielle Astronomie Zoologie expérimentale Géologie générale Zoologie Chimie biologique Chimie Calcul différentiel et intégral Chimie-Physique appliquée Physique nucléaire Microbiologie et Mycologie Physiologie Electronique Physique Minéralogie Physique nucléaire théorique Chimie organique Chimie industrielle Zoologie Chimie analytique Physique de l'Atmosphère Physique nucléaire Chimie Géologie générale Psychophysiologie Méthodes mathématiques de la physique Physique nucléaire Chimie Physique expérimentale Physique S.P.C.N.
---	---

Professeurs sans chaire

MM. FERON	Mathématiques
LAFORGUE	Physique
LEGAY	Zoologie expérimentale S.P.C.N.
CHENEVOY	Géologie appliquée
GINET	Zoologie
ASCH	Physique
MICHEL Pierre	Minéralogie
Mlle MAITROT	Physique
MM. GEVIN	Géologie générale
PONASSE	Mathématiques
d'INCAN	Physique
LEFEBVRE	Mathématiques
PERNET	Mathématiques
CHERY	Physique
BERGEON	Physique C.S.U.
Mlle GAUTHERON	Chimie biologique
MM. DESCOTES	Chimie organique
ERBEIA	Physique
Mme ERICSON	Physique générale
LEMOIGNE	Botanique

Maitres de Conférences

MM. MARTEL	Mécanique
METHIEU	Mécanique des fluides
PICARD Philippe	Mathématiques
DEMARCO	Géologie générale
MICHEL Georges	Biochimie
LEBRETON	Biologie végétale
DAVID Jean	Biologie animale
TOUSSET	Chimie propédeutique
FEUVRAIS	Physique Electricité
PICARD Claude	Mathématiques
SCHMITT	Physique C.P.E.M.
LAURENT	Chimie organique
ROT	Mathématiques
BETHOUX	Mathématiques T.M.P.
Mlle CALAIS	Mathématiques
M. GAUSAKOW	Physique
Mlle THOMAS	Chimie minérale
MM. COLOBERT	Physiologie
AUBIN	Analyse numérique
BUCHWALTER	Mathématiques
BOUZON	Mathématiques C.S.U.
COSNIER	Psychophysiologie
Mlle LAMOURE	Biologie végétale
MM. PORTHAULT	Chimie C.S.U.
VALLET	Chimie macromoléculaire

Maitre de Conférences Adjoint

M. PIERRON	Chimie
------------	--------

Conseiller Administratif

M. BURNET

Secrétaire Principal Honoraire

M. ROUX

PLAN GENERAL

- INTRODUCTION
- DESCRIPTION DU MONTAGE REALISE
- ETUDE SOMMAIRE DE LA DETECTION PAR JONCTION
- SYSTEMES DE DETECTION ET ELECTRONIQUES ASSOCIEES
- ETUDE DE LA REACTION C_{12}^{12} (pp)
 - Courbe d'excitation
 - Distributions angulaires
- ETUDE DE LA POLARISATION DUE A LA DIFFUSION C_{12}^{12} (pp)
- CONCLUSION

AVANT - PROPOS

Cette thèse a été préparée à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon pendant les années 1962-1963 et 1963-1964.

Je tiens à adresser l'expression de ma profonde gratitude à Monsieur le Professeur A. SARAZIN, Directeur de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon qui a bien voulu diriger ce travail et m'entourer de précieux conseils.

Je tiens à remercier Monsieur J. DEPRAZ, Professeur à la Faculté des Sciences de Lyon qui a bien voulu s'intéresser à cette thèse et Monsieur L. FEUVRAIS, Professeur à la Faculté des Sciences de Lyon pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et pour l'aide qu'il m'a apportée.

Qu'il me soit permis d'exprimer ma profonde reconnaissance à Monsieur J.L. VIDAL, Maître Assistant à la Faculté des Sciences de Lyon, pour sa collaboration et sa participation active et efficace à la réalisation de ce travail.

Je remercie Monsieur J.C. CALDERO, Chef du Service Electronique et toute son équipe pour son aide précieuse dans tous les problèmes électroniques.

Enfin mes remerciements vont à Monsieur B. VEYRON, Chef du Service Accélérateur Van de Graaff et à toute son équipe.

INTRODUCTION

Le but de ce travail a été la réalisation d'un dispositif expérimental de mesures de distributions angulaires, de sections efficaces et de polarisation dans certaines réactions (pp).

Après de brefs rappels théoriques nous décrivons la méthode utilisée pour les mesures de polarisation, méthode qui nous amène dans un premier temps à l'étalonnage de l'appareillage par l'étude de la diffusion des protons sur le carbone : courbes d'excitation et de distributions angulaires, polarisation due à la diffusion $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$. Nous décrivons en détail le dispositif réalisé en nous attachant principalement au polarimètre à double diffusion avec analyseur au carbone ainsi que l'ensemble des circuits électroniques de détection annexes.

La deuxième partie consiste en un exposé complet de la méthode expérimentale des mesures de polarisation, des expériences secondaires nécessaires à ces mesures, enfin des résultats obtenus pour les mesures de polarisation, la majeure partie des expériences a été réalisée sur des noyaux de spin nul (carbone, hélium), car la polarisation des faisceaux diffusés est importante et souvent bien connue.

Les expériences sur la polarisation des protons diffusés par une cible solide ou gazeuse, ont été pratiquement toujours réalisées à des énergies supérieures à 2 MeV (de 2 à 20 MeV environ).

Ainsi dans ce domaine d'énergie, les courbes théoriques ont-elles été corrigées en fonction de ces vérifications expérimentales. Pour des énergies inférieures à 2 MeV, ces vérifications n'ont pas été faites de façon systématique.

Disposant à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon d'un accélérateur Van de Graaff d'énergie maximum 2,2 MeV, nous avons pensé qu'il serait intéressant de réaliser un dispositif expérimental de mesures de polarisation dans ce domaine des basses énergies.

Le principe de mesure de polarisation que nous avons choisi est celui bien

connu de la double diffusion $C^{12}(p, p)$ sur cible solide ; l'asymétrie gauche droite dans la deuxième diffusion étant égale au produit des polarisations des deux diffusions.

Les mesures de polarisation par double diffusion sur le carbone nous ont donc permis de faire un étalonnage complet du dispositif expérimental adopté, étalonnage nécessaire pour des mesures plus étendues de polarisation à basse énergie.

La réalisation du polarimètre sur ce principe présente de multiples avantages tant pour la précision des mesures que pour les problèmes technologiques de construction. En effet, par rapport au polarimètre à cible gazeuse (par exemple, l'hélium, qui avec le carbone est le deuxième élément le plus couramment employé dans ces expériences : sa section efficace est relativement grande et la perte d'énergie par noyaux de recul est assez faible), le polarimètre à cible solide (carbone 12) présente l'avantage d'une très bonne définition de la cible, d'un appareillage beaucoup plus simple dans sa réalisation et dans son utilisation, d'une meilleure définition des angles et des angles solides, enfin d'un nombre de protons diffusés plus important car le carbone a une densité plus forte que l'hélium.

Tous nos efforts ont donc porté sur la réalisation du dispositif expérimental de mesure (chambre à diffusion, polarimètre, ensembles électroniques de comptage). Nous avons pu construire un ensemble compact, dont la description détaillée est présentée dans la suite de cet exposé, qui nous a permis de disposer les cibles polarisante et analysante très proche l'une de l'autre et d'avoir des angles solides de diffusion très faibles (meilleure précision).

Les paramètres géométriques du polarimètre sont les suivants : angle moyen de la première diffusion $\theta_1 = 45^\circ$ ou $\theta_1 = 60^\circ$; angle moyen de la seconde diffusion $\theta_2 = 45^\circ$ ou 60° (angles repérés dans le système du laboratoire) ; distance du centre de la première cible au centre de la deuxième cible : 7,5 cm ; distance du centre de la deuxième cible au centre du détecteur : 2,25 cm. Ces deux cibles ont des diamètres identiques de 1 cm.

Les gros progrès réalisés ces dernières années dans le domaine de la détection par les semiconducteurs (détecteurs solides à jonction au silicium ou au germanium) des particules chargées nous ont permis d'utiliser ces derniers dans des conditions très satisfaisantes. Le très faible encombrement de ces détecteurs, leurs

formes géométriques simples et pratiques (cylindrique pour celle que nous avons utilisée) nous ont aidé à construire une chambre à diffusion et un polarimètre de dimensions très réduites par rapport aux appareillages identiques déjà réalisés.

Nous avons pu ainsi placer les détecteurs solides à l'intérieur même de l'analyseur, à une distance très petite de la cible analysante.

Toutes les caractéristiques essentielles de cet ensemble sont présentées dans la première partie de ce mémoire.

CHAPITRE I

DESCRIPTION DU MONTAGE REALISE

A - SCHEMA D'ENSEMBLE DU DISPOSITIF UTILISE (Figure 1)

Le faisceau vertical du Van de Graaff est amené suivant une direction horizontale par une déflexion par un premier aimant. Après cet aimant, sur une extension de 70 cm environ, 2 paires d'aimants horizontaux et verticaux associés à deux diaphragmes 1D et 2D définissent d'une façon précise la position et la direction du faisceau. Ces aimants H et V permettent le passage du faisceau à travers les diaphragmes 1D et 2D.

Nota : Caractéristiques des aimants H, V de déflexion utilisés :

1500 gauss

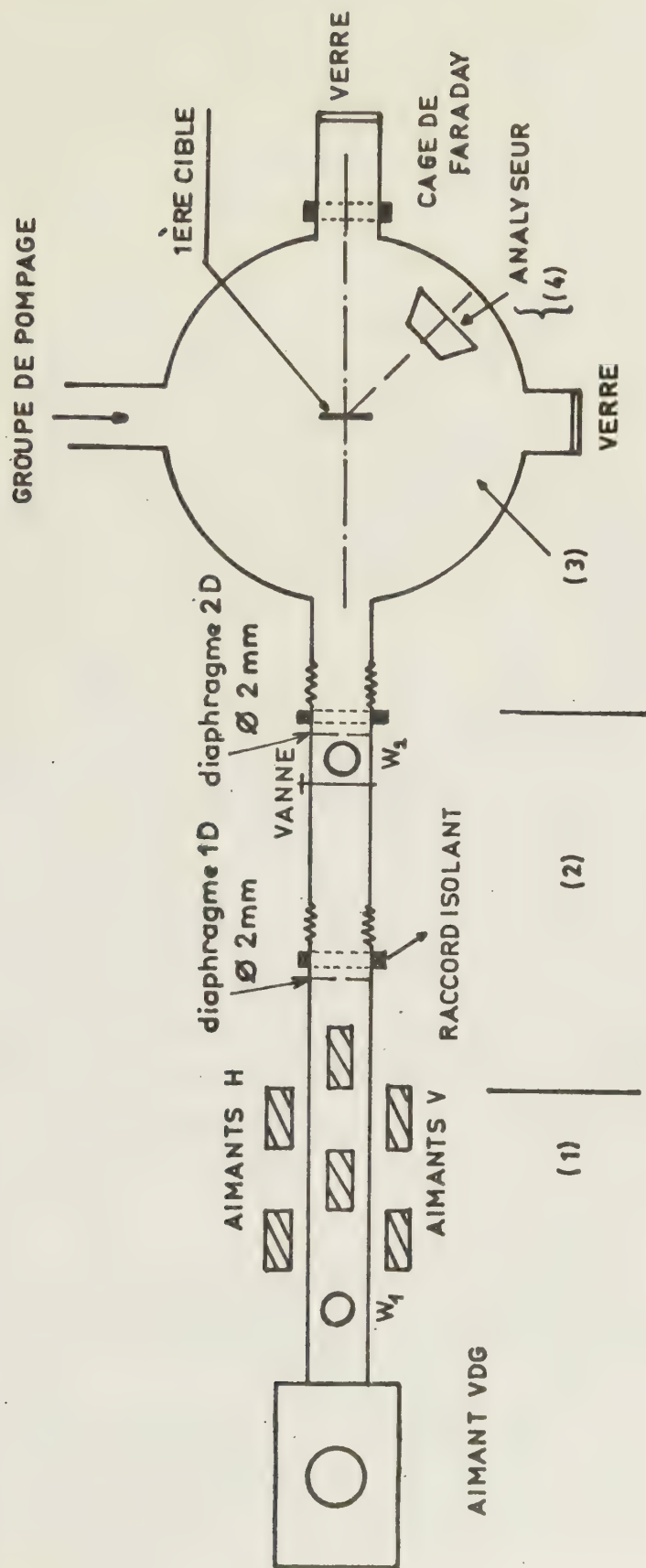
10000 ampère-tours.

Positionnement du faisceau à l'entrée

L'expérience montre que la position du faisceau varie avec l'énergie et avec l'intensité ; il a donc été nécessaire d'imposer au faisceau une direction prédéterminée et fixe dite " de référence ". La chambre à diffusion, nous le verrons plus loin, sera alignée sur cette direction.

Pour ce faire, deux diaphragmes 1D et 2D ont été placés sur l'extension à une distance de 120 cm l'un de l'autre.

L'ouverture et la distance de ces diaphragmes limitent l'impact du faisceau sur la première cible diffusante : le déplacement maximum de cet impact supposé ponctuel (sur la première cible) est de 1,6 mm. Ces caractéristiques permettent une bonne définition du faisceau en direction, ce qui est fondamental pour la suite



— SCHEMA D'ENSEMBLE DU DISPOSITIF UTILISE —

FIGURE 1

de notre expérience. (En pratique nous n'avons jamais observé de variation de la position de l'impact, ce dernier ayant toujours un diamètre maximum de 1 mm).

Pour faciliter les réglages, nous avons placé deux quartz de visualisation le premier permettant de déterminer grossièrement la position du faisceau avant le premier diaphragme, le deuxième quartz de visualisation avant le deuxième diaphragme.

Chambre à diffusion (Figure 2)

La liaison "chambre à diffusion-extension" se fait par une liaison métallique souple afin d'éviter que tout déplacement de la chambre ne modifie la position des diaphragmes 1D et 2D.

Cette chambre circulaire d'un diamètre intérieur de 260 mm est réalisée entièrement en dural. Elle repose sur un banc qui possède les trois mouvements à 90° H, V, L et dont elle est isolée électriquement par un socle en céloron. Quatre ouvertures, diamétralement opposées deux à deux et à 90° , ont été réalisées :

- ouverture d'entrée et de sortie, cette dernière étant suivie d'un collecteur type cylindre de Faraday, isolée électriquement de la chambre et terminée par un verre permettant de visualiser l'impact du faisceau.

- les deux autres ouvertures diamétralement opposées à 90° des précédentes, sont utilisées l'une pour le pompage, l'autre comme fenêtre permettant de voir à l'intérieur de la chambre. Cette dernière sortie peut servir également à placer un détecteur dans la position fixe 90° par rapport au faisceau incident.

- au fond de la chambre et centré sur son axe géométrique, est disposé un plateau horizontal dont la rotation est commandée de l'extérieur sur ce plateau 4 porte-écrans, placés à 90° les uns des autres, peuvent être interposés sur la direction du faisceau diffusé à l'aide d'un système de cames élévatrices. Cette commande de cames se fait également de l'extérieur.

- le couvercle de la chambre, dont la rotation est repérée de 0° à 180° de part et d'autre de l'axe du faisceau incident, et s'effectue par deux poignées de manœuvre, supporte :

- a) en son centre un porte-cible commandé de l'extérieur qui permet, par rotation de donner à la cible l'incidence désirée par rapport au faisceau incident.

De plus ce porte-cible possède un déplacement vertical qui permet de présen-

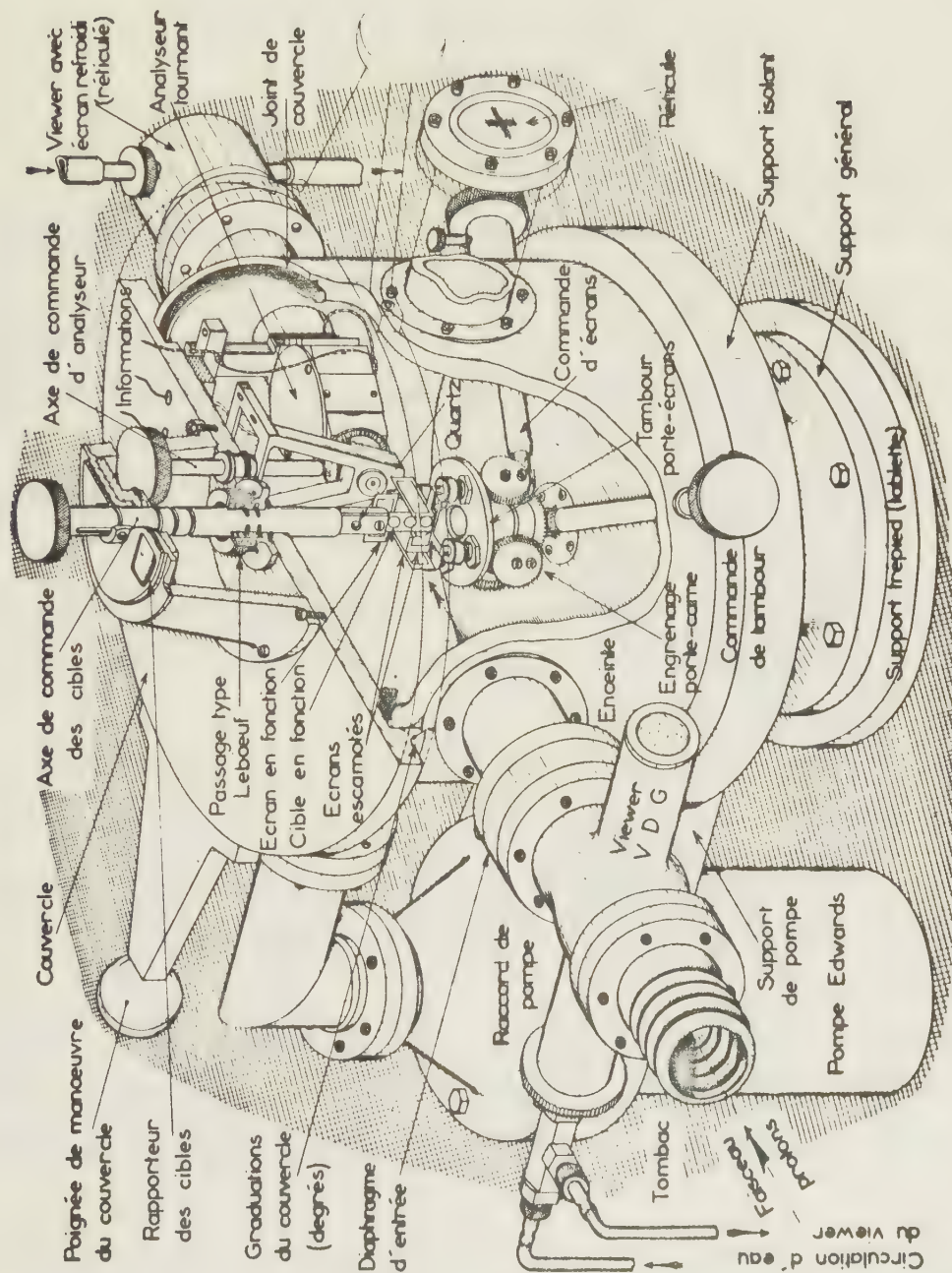


FIGURE 2

ter au faisceau 3 cibles différentes ou un quartz. (Celui-ci visualise l'impact du faisceau au centre de la cible). Par construction l'axe de ce porte-cible coïncide avec l'axe géométrique de la chambre.

b) un analyseur 45° - 60° (Figure 13)

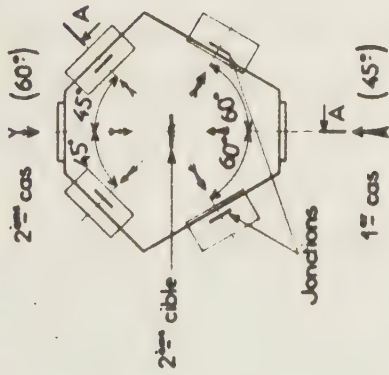
Cet analyseur est fixé au couvercle de la chambre par deux consoles fixes.

L'axe géométrique de l'analyseur est dans le plan horizontal passant par la direction du faisceau incident. On peut ainsi amener en coïncidence l'axe géométrique de l'analyseur et la direction du faisceau incident par rotation du couvercle : l'analyseur est alors dans la position zéro degré.

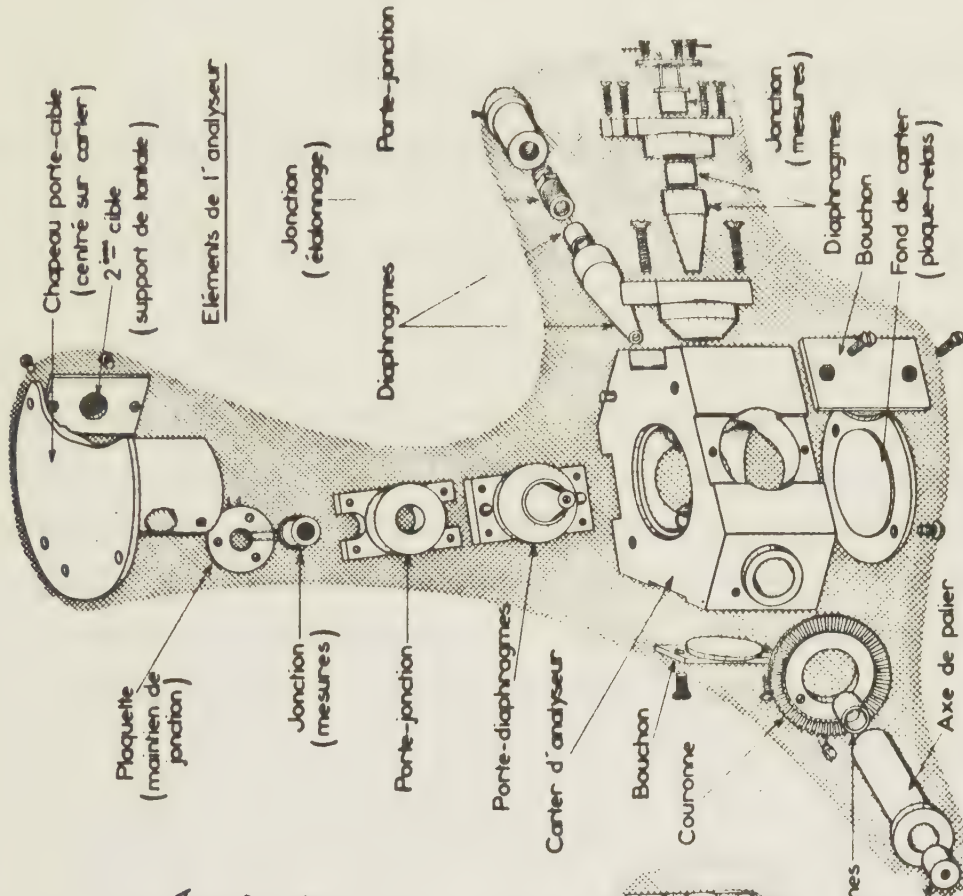
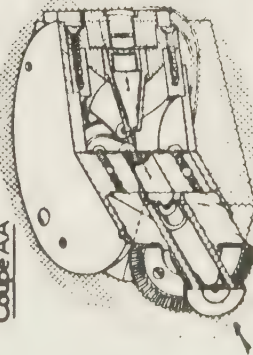
Cet analyseur comprend :

- un porte-cible semi-cylindrique (2ème cible)
- deux chambrages symétriques par rapport à l'axe géométrique horizontal de l'analyseur, et faisant un angle de 45° (ou 60°) avec cet axe. Ces chambrages reçoivent les porte-jonctions réalisés en plexiglas ; ceux-ci portent sur leur partie antérieure des diaphragmes coniques en dural qui définissent les angles solides de deuxième diffusion. Les sommets de ces angles solides sont confondus avec le centre de la deuxième cible placé sur l'axe horizontal de l'analyseur, c'est à dire sur l'axe de diffusion considéré.
- deux chambrages à 60° de caractéristiques identiques. Leur utilisation nécessite alors une rotation de 180° du porte-cible (dans ce cas il faut également retourner l'analyseur de 180° dans son plan).
- enfin il est possible de loger, à l'une ou l'autre des deux extrémités de l'analyseur, un autre détecteur à jonction (de révolution) dont l'axe est confondu avec l'angle horizontal de diffusion à partir de la première cible. Ce détecteur, sera utilisé pour l'étude des distributions angulaires, de la courbe d'excitation, enfin pour l'étalonnage du sélecteur en énergie.
- une commande extérieure par renvoi d'angle à 90° permet de faire tourner l'analyseur autour de son axe horizontal de 0 à 360° . Il est ainsi possible de faire passer les détecteurs d'une position à la position symétrique par rotation de l'analyseur de 180° .
- une série de diaphragmes interchangeables sont placés dans l'axe de paimier de l'analyseur, en avant de la deuxième cible pour délimiter sa surface utile suffisante.

Schéma de principe



Perspective de l'ensemble Coupe AA



Éléments de l'analyseur

FIGURE 3

- les informations délivrées par les détecteurs à jonction, placés à l'intérieur de la chambre, sont envoyées aux chaînes électroniques de détection (extérieures à la chambre) par des passages isolants. La masse de référence choisie est celle de la chambre à diffusion.

- groupe de pompage primaire et secondaire Edwards.

type Speedivac : pompe à huile à diffusion, modèle FR 203.

B - ALIGNEMENT DE LA CHAMBRE - REPERES UTILISES

Détermination optique des repères définissant l'axe horizontal de symétrie de la chambre à diffusion :

Cette détermination a été réalisée dans les conditions d'expériences, c'est à dire sous vide.

Après un réglage grossier de l'horizontalité de la chambre à l'aide d'un niveau à bulle, on remplace les diaphragmes et le quartz par des cimblots (diaphragmes percés de petits trous de quelques $1/10$ de mm) qui vont définir par construction les axes géométriques horizontaux de la chambre à diffusion et de l'analyseur. En plaçant une source lumineuse devant le cimblot d'entrée de la chambre, une visée au théodolite permet de s'assurer que ces deux axes sont en coïncidence (tous les centres des cimblots sont alors alignés). On trace alors sur le verre arrière de la chambre 2 réticules dont la croisée coïncide avec le point lumineux.

L'axe géométrique horizontal est déterminé ainsi d'une façon définitive par le centre du quartz placé sur le porte-cible et par le point de croisée des réticules sur le verre arrière. Lorsque l'impact du faisceau est au centre du quartz et sur la croisée, la chambre est " alignée " sur la direction du faisceau incident.

CONCLUSION

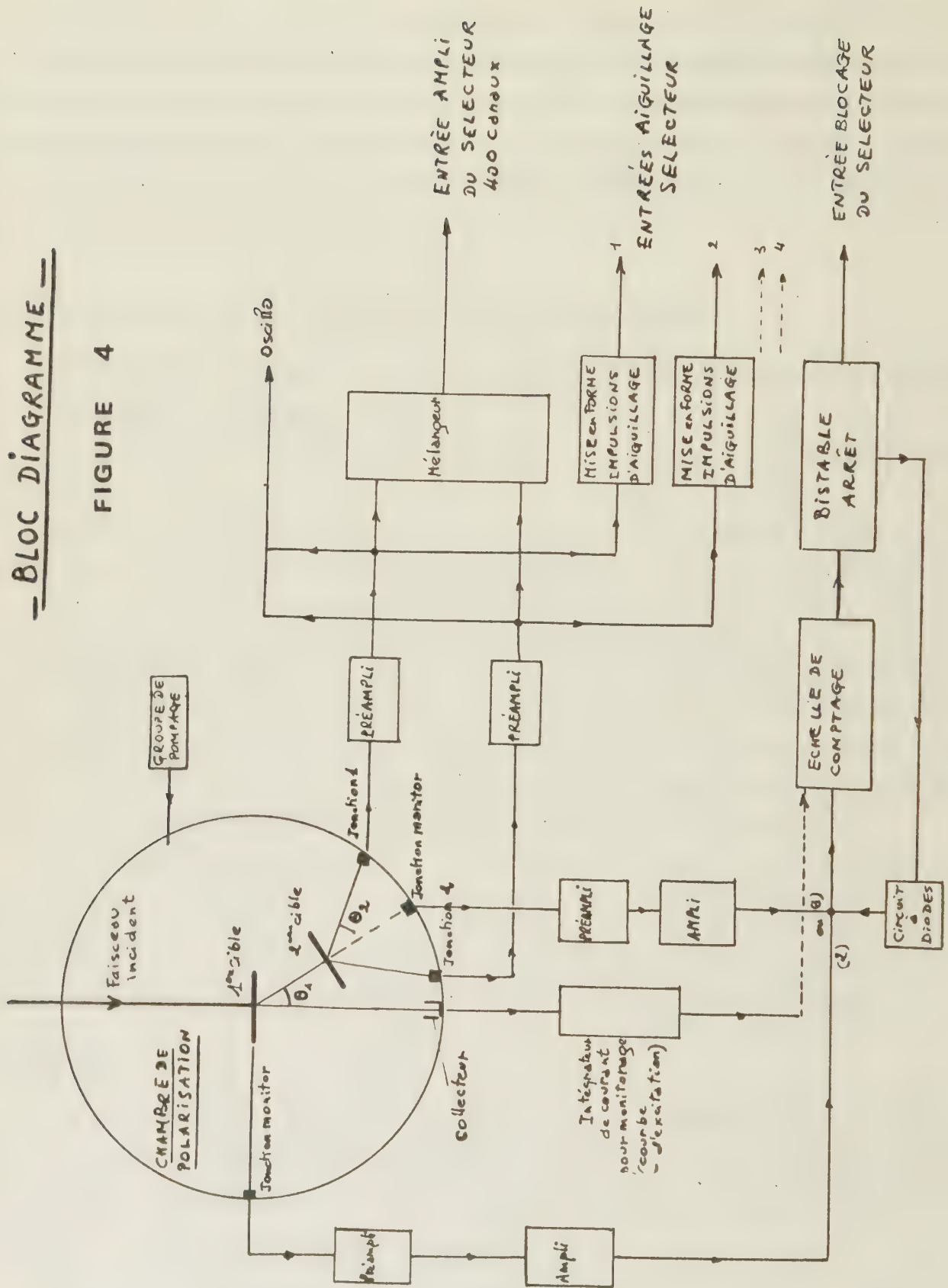
La direction du faisceau incident étant imposée au départ par les 2 diaphragmes 1D et 2D qui définissent " l'axe du faisceau " , on fera coïncider l'axe géométrique de la chambre avec cet axe en amenant l'impact du faisceau au centre du quartz et à la croisée des réticules du verre arrière.

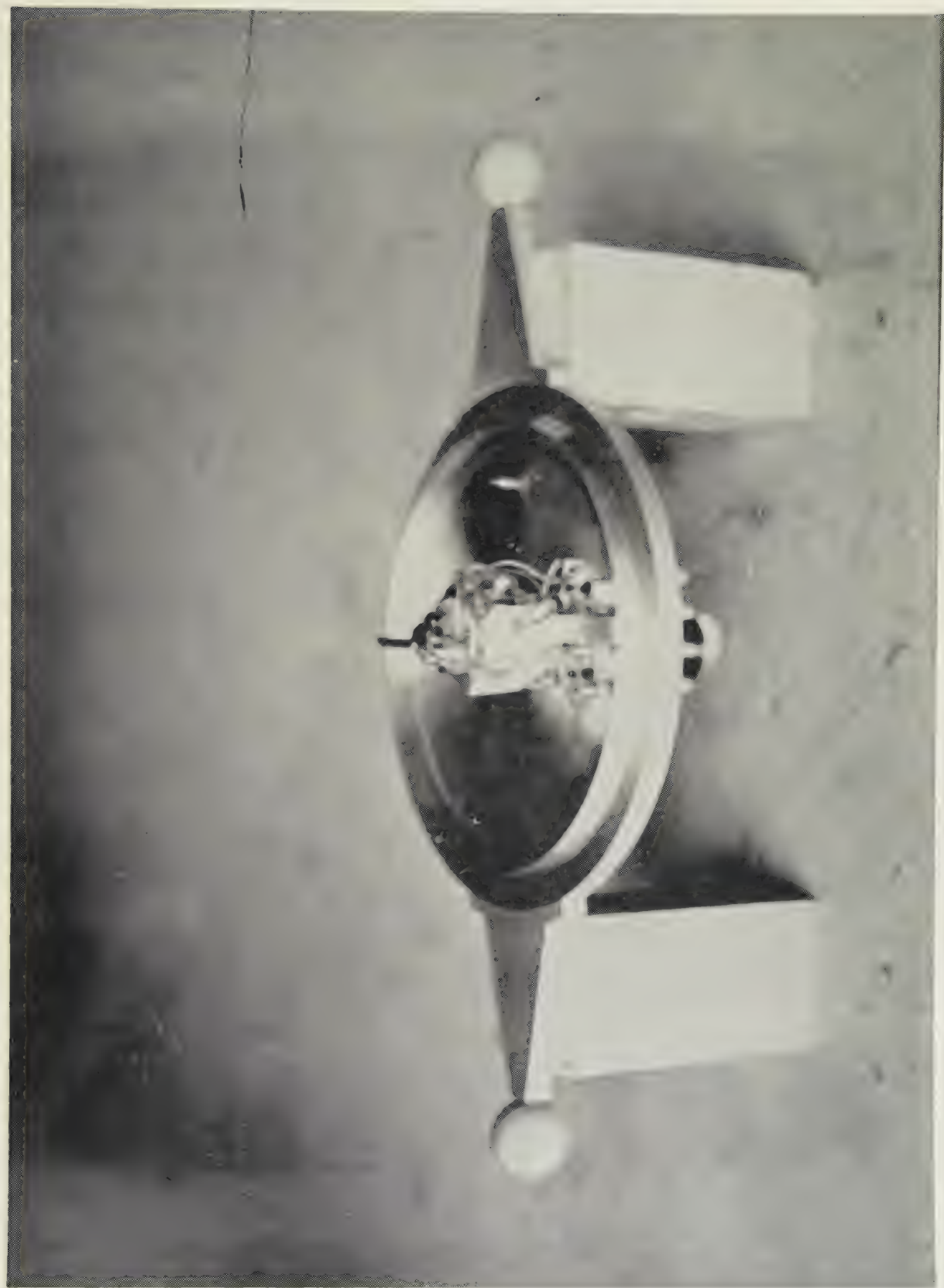
On ne touchera plus en principe à ces réglages.

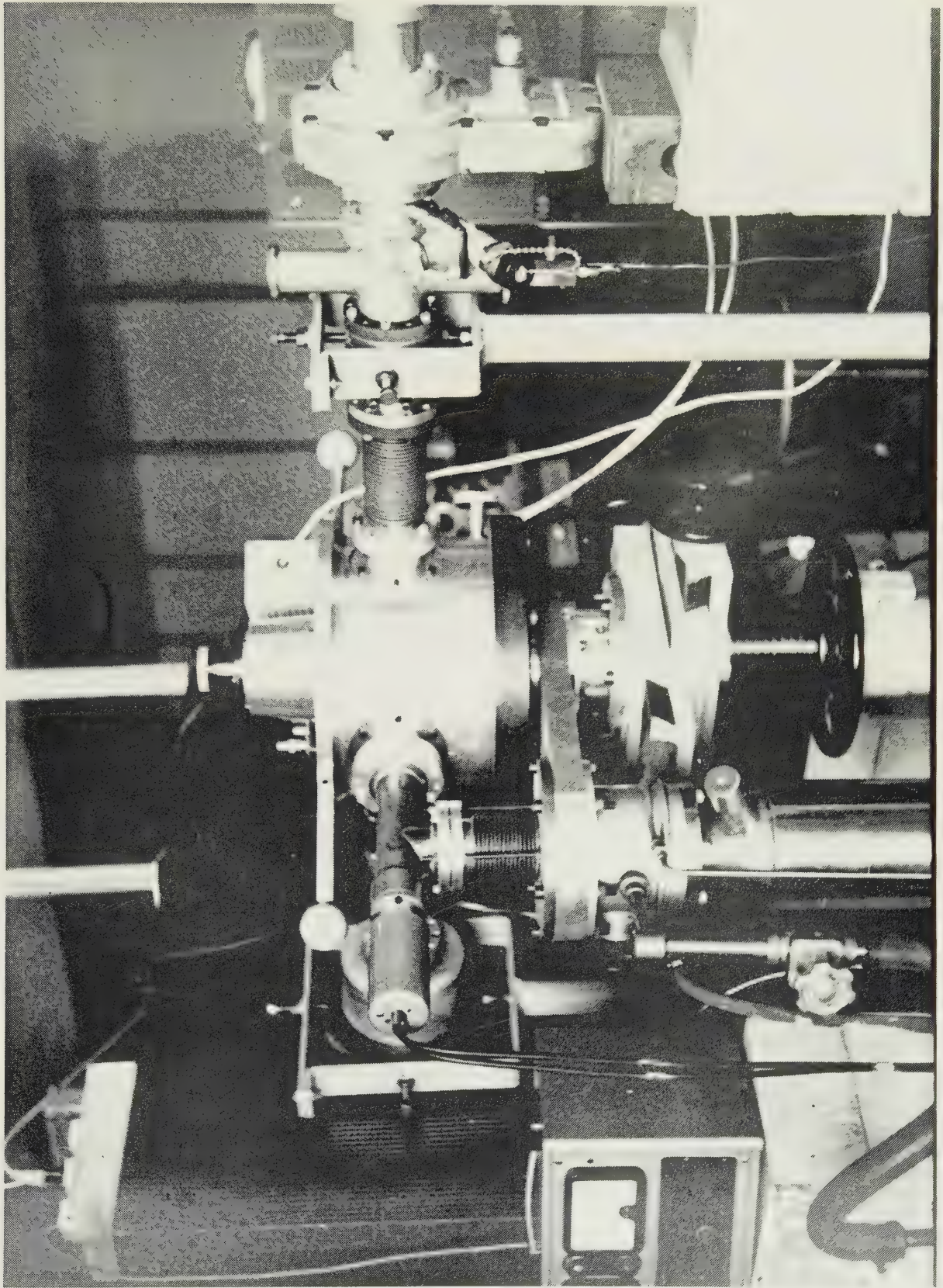
Si le faisceau se déplace pour une raison quelconque, il sera toujours possible de lui imposer à nouveau la direction prédéterminée par les deux diaphragmes 1D et 2D à l'aide des aimants de déviation H et V. Lorsque le faisceau repassera à nouveau par les deux diaphragmes il aura retrouvé la même position, ce qui se traduira sur la cible par un impact " fixe " .

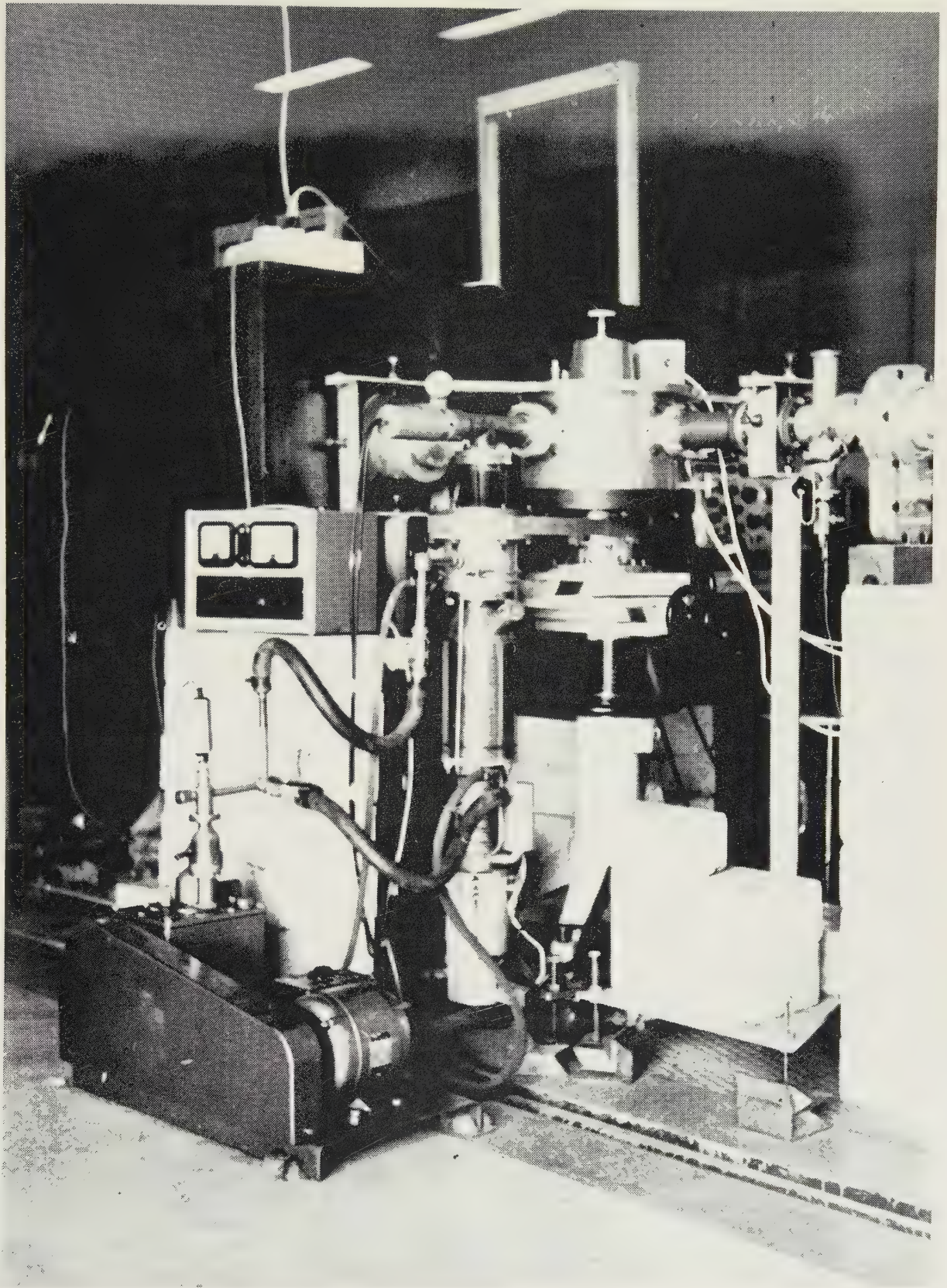
- BLOC DIAGRAMME -

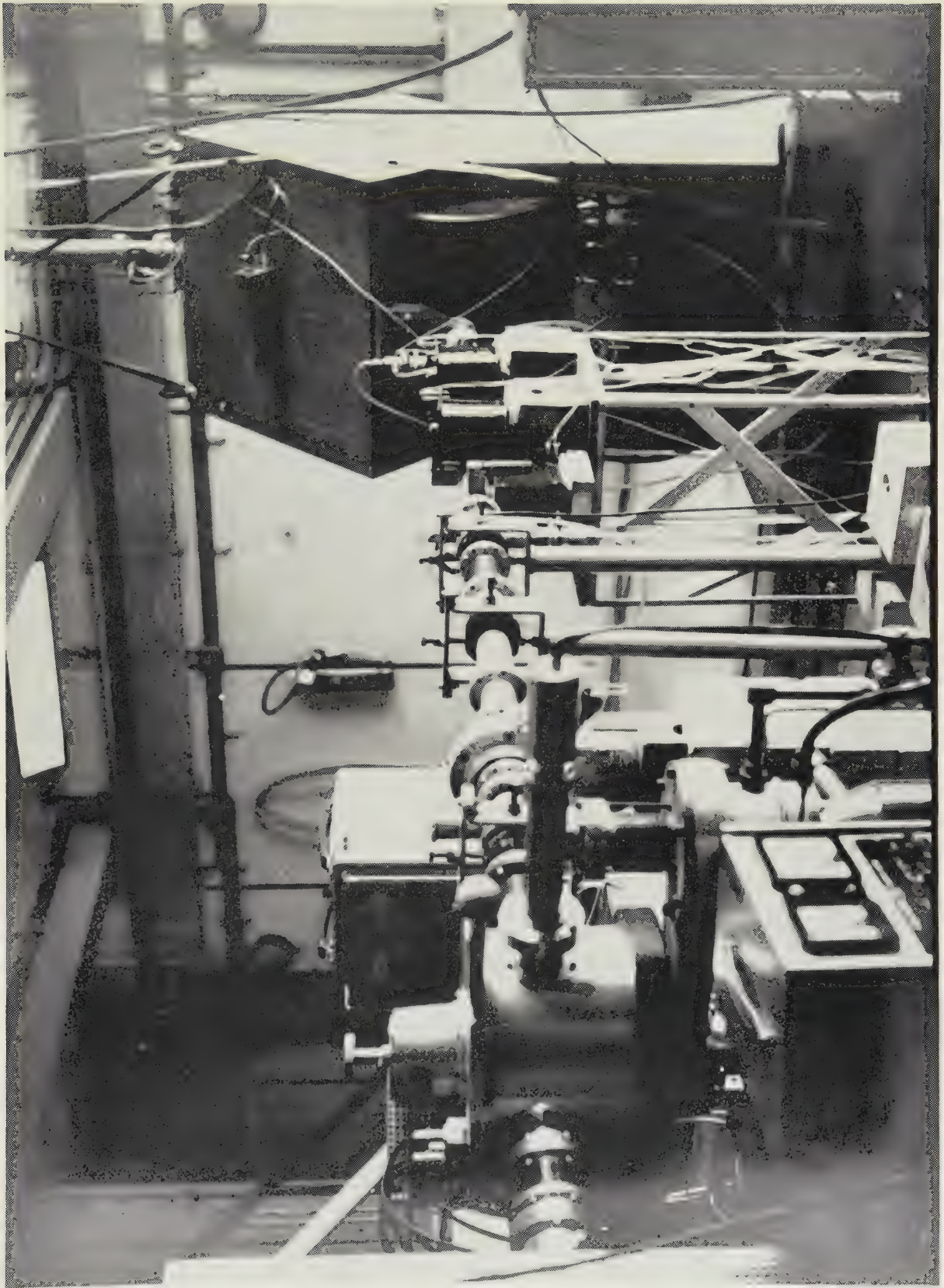
FIGURE 4

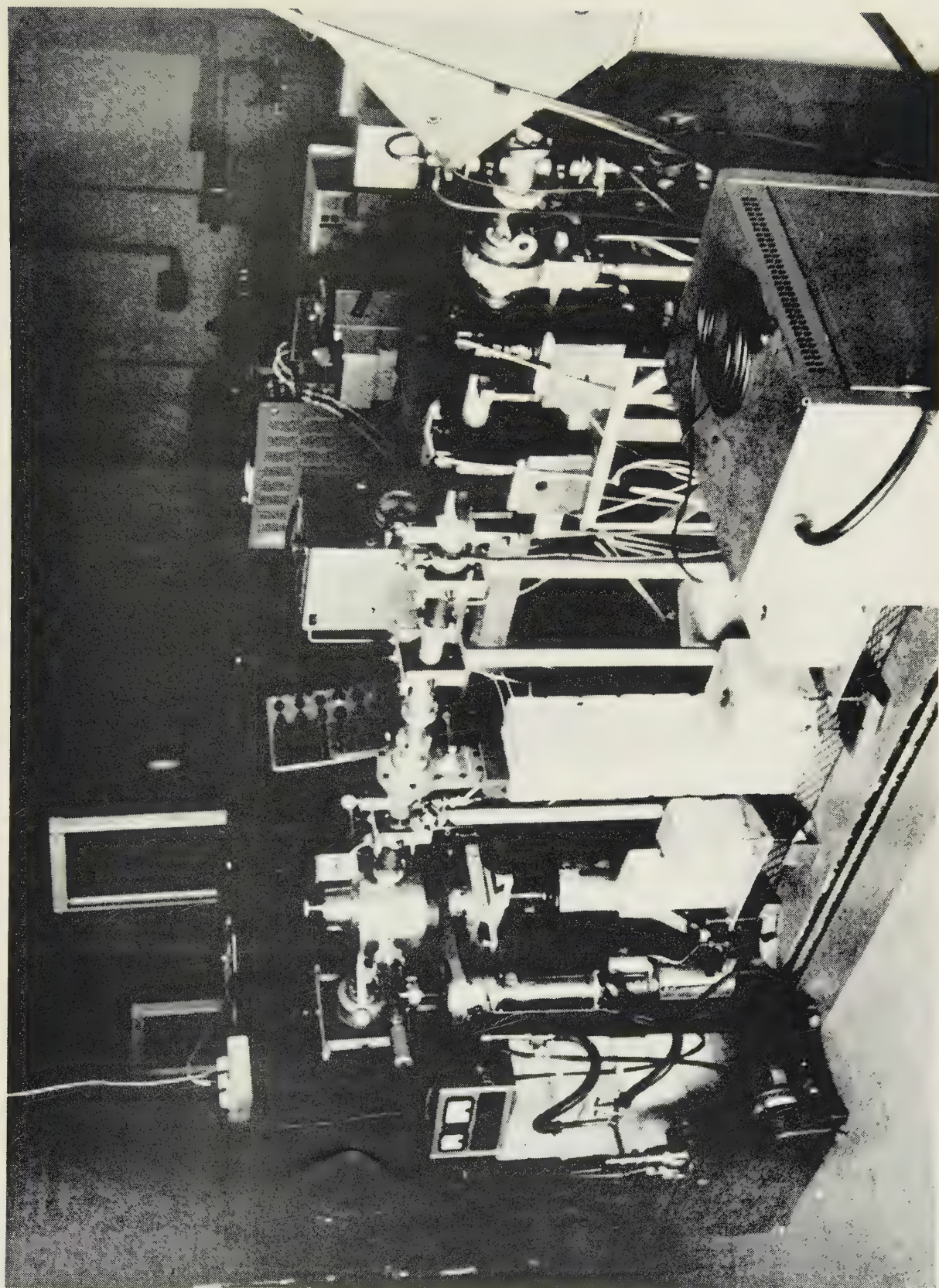












CHAPITRE II

ETUDE SOMMAIRE DE LA DETECTION PAR JONCTION

L'utilisation des détecteurs solides à jonction dans les études spectrométriques est devenue courante en raison des avantages qu'ils présentent. Des valeurs de résolution inférieures à 1 % peuvent être obtenues facilement avec possibilités d'amélioration par refroidissement de la jonction.

Par rapport au spectromètre magnétique, dont la résolution atteint des valeurs de l'ordre de 0,01 %, les détecteurs à jonction présentent les avantages d'une utilisation simple, d'un encombrement réduit et d'un prix raisonnable.

I - ETUDE D'UN DETECTEUR A JONCTION (Figure 5)

Pour une jonction P-N non polarisée, il existe au voisinage du plan de raccordement des deux semiconducteurs type N et type P une zone " dite de charge d'espace " mince où s'établit une barrière de potentiel faible de l'ordre de 0,5 volt.

Cette barrière de potentiel peut être fortement augmentée en polarisant la jonction. Il y a alors diffusion, des porteurs majoritaires d'une région à l'autre (les trous diffusent vers la région N, les électrons vers P). Cette région, pauvre en porteurs, constitue la zone de déplétion.

1/ Principe de la détection : ionisation dans un semiconducteur

Si une particule ionisante (α , p, d ...) pénètre dans un semiconducteur elle perd son énergie (collision avec les électrons des atomes). Ces électrons vont prendre une certaine quantité d'énergie qui, si elle a la valeur du potentiel d'ionisation du semiconducteur, va permettre aux électrons de passer de la bande de valence à la bande de conduction, ce qui donnera naissance à des paires électrons-trous.

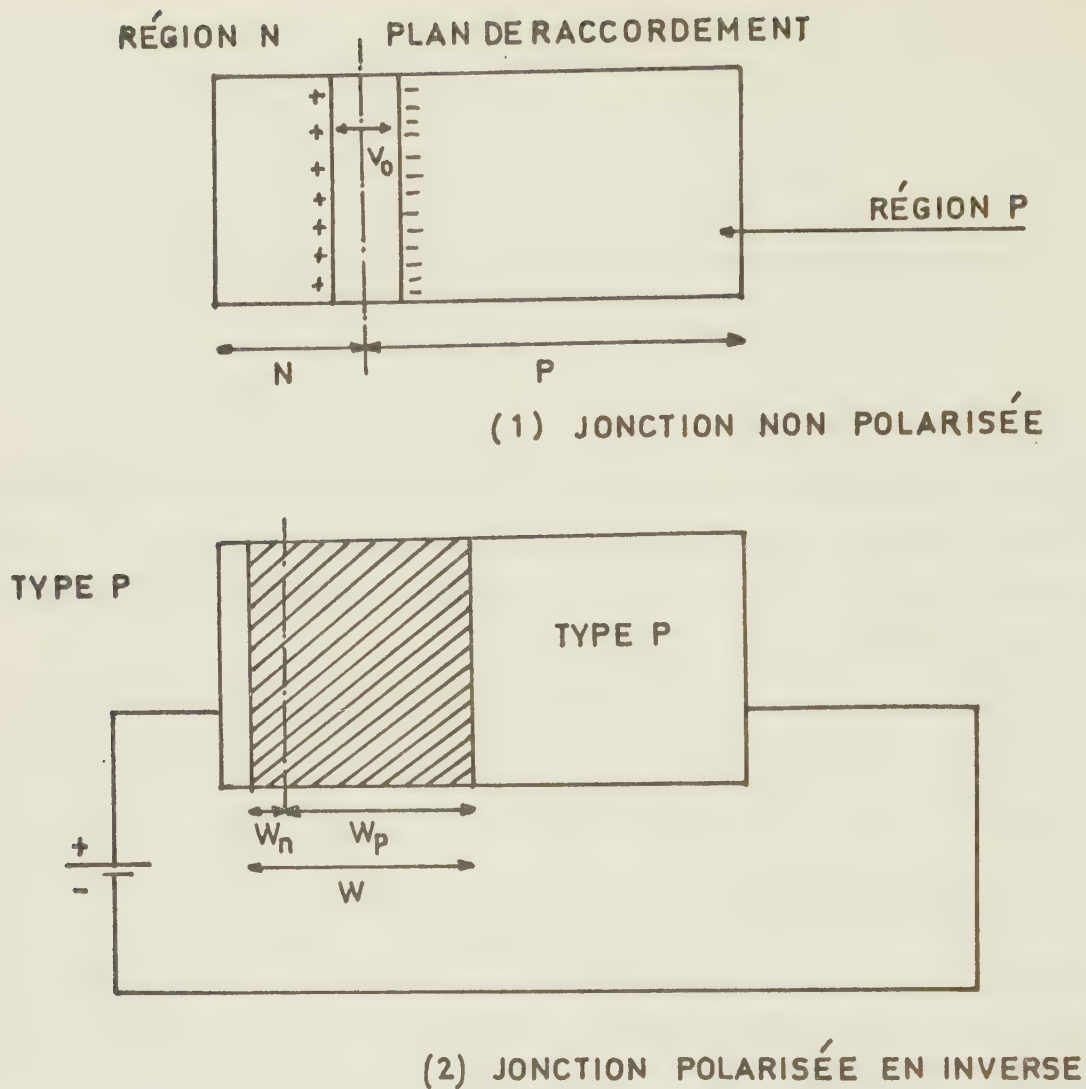


FIGURE 5

Ce phénomène est donc un phénomène d'ionisation (comme dans les gaz) et on a pu calculer les valeurs des potentiels d'ionisation dans les semiconducteurs. L'énergie nécessaire pour créer une paire "électron-trou" est de 3,5 eV dans le silicium (10 fois moins que dans les gaz).

Le nombre important de porteurs créés conduit à une réduction des fluctuations statistiques sur le nombre de paires créées.

2/ Mouvement des électrons libres et des trous

Ces porteurs en raison du champ intense qui règne dans la zone de déplétion (10^4 volts/cm) sont très rapidement collectés et donnent naissance à une im-

pulsion de courant à la sortie du détecteur.

3/ Réponse d'un détecteur à semiconducteur

On caractérise cette réponse par :

a) Sa rapidité :

La grande mobilité des porteurs dans un semiconducteur (le silicium par exemple) et leur faible parcours moyen d'une part, le champ intense dans la zone de déplétion d'autre part, font que la collection des porteurs créés par une particule incidente s'opère très rapidement (10^{-9} s). Il s'ensuit pour l'impulsion un temps de montée extrêmement court, de l'ordre de la nanoseconde.

b) Sa linéarité :

Pour les études spectrométriques, il faut que le détecteur ait une réponse linéaire, c'est à dire que les impulsions qu'il délivre soient proportionnelles à l'énergie de la particule ionisante.

Pour qu'il en soit ainsi, la particule incidente doit être arrêtée complètement dans la zone de déplétion.

On définit pour le cristal trois régions essentielles : figures 6 et 7.

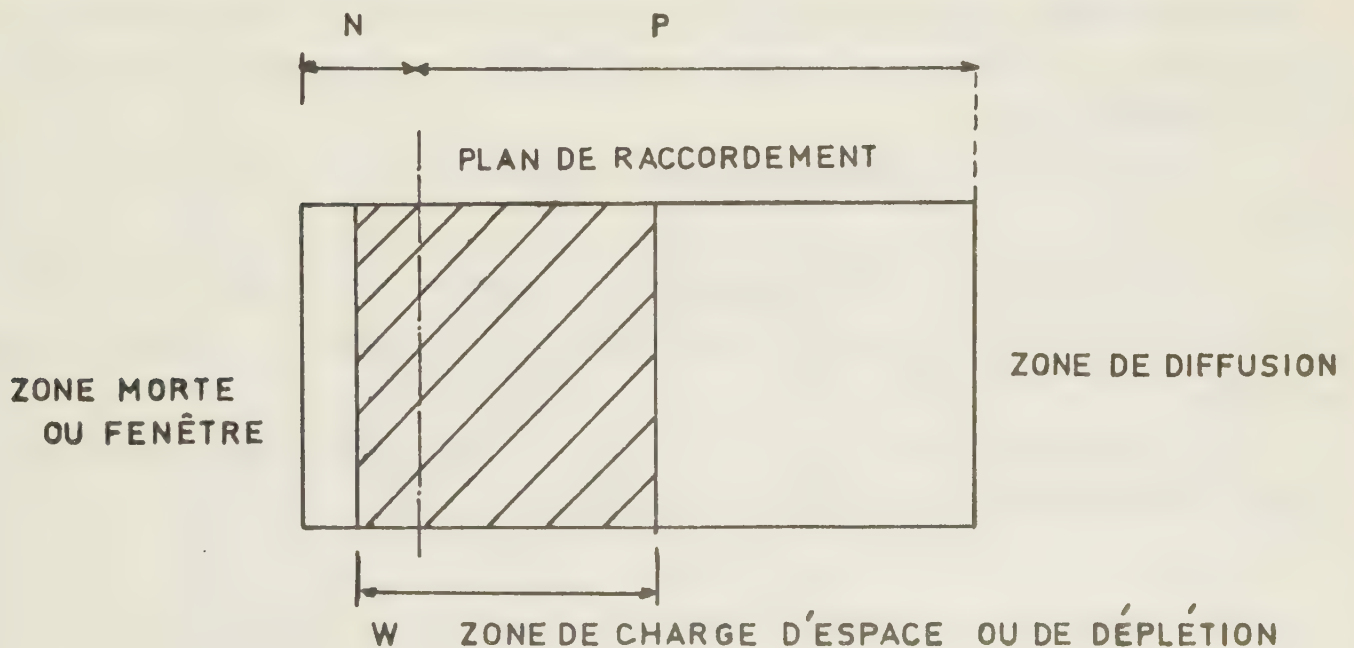


FIGURE 6

Zone morte (ou fenêtre)

Cette région n'existe en général que dans les jonctions dites à diffusion qui sont obtenues par diffusion thermique d'un type d'impureté dans un cristal semi-conducteur de l'autre type et très pur (Ex. diffusion de phosphore dans du silicium type p : la couche diffusée correspond alors à une couche n). L'épaisseur de cette zone est faible, de l'ordre de 5 microns. Elle doit être aussi étroite que possible afin que la particule incidente n'y perde qu'une partie négligeable de son énergie. (Les porteurs créés dans cette zone ont une probabilité presque nulle d'être collectés car leur durée de vie a été réduite par l'opération de "doping" du cristal).

Zone de déplétion

Dans cette région le rendement de collection est égal à l'unité, c'est à dire que toutes les paires qui sont créées sont collectées dans un temps très court.

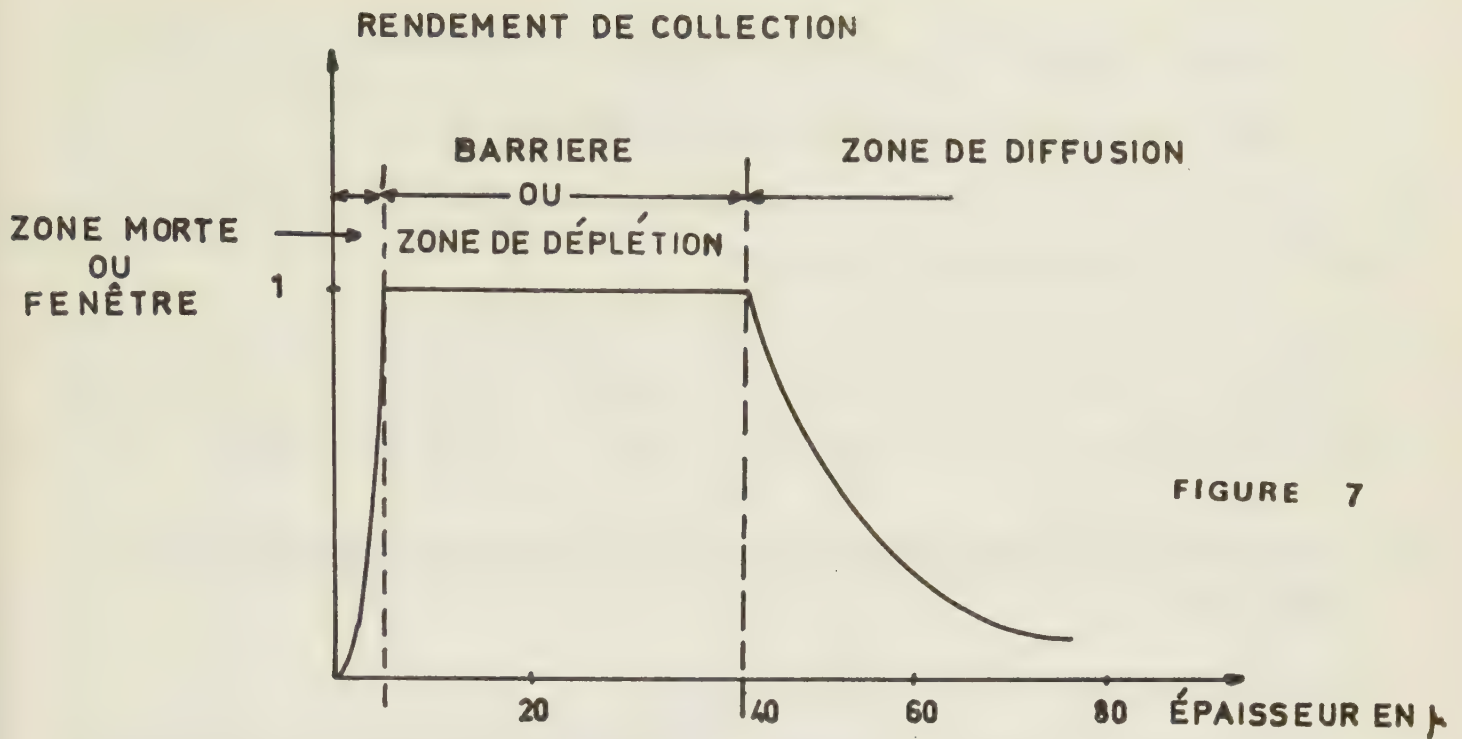
Zone de diffusion

Le champ électrique qui règne dans cette zone est très faible. Si la particule incidente n'est pas arrêtée complètement dans la zone de déplétion, elle pénètre dans cette zone de diffusion où elle crée également par ionisation un grand nombre de charges (surtout en fin de parcours). Ces charges diffusent lentement vers la zone de déplétion mais toutes ne seront pas collectées : le rendement de collection ne sera pas égal à l'unité.

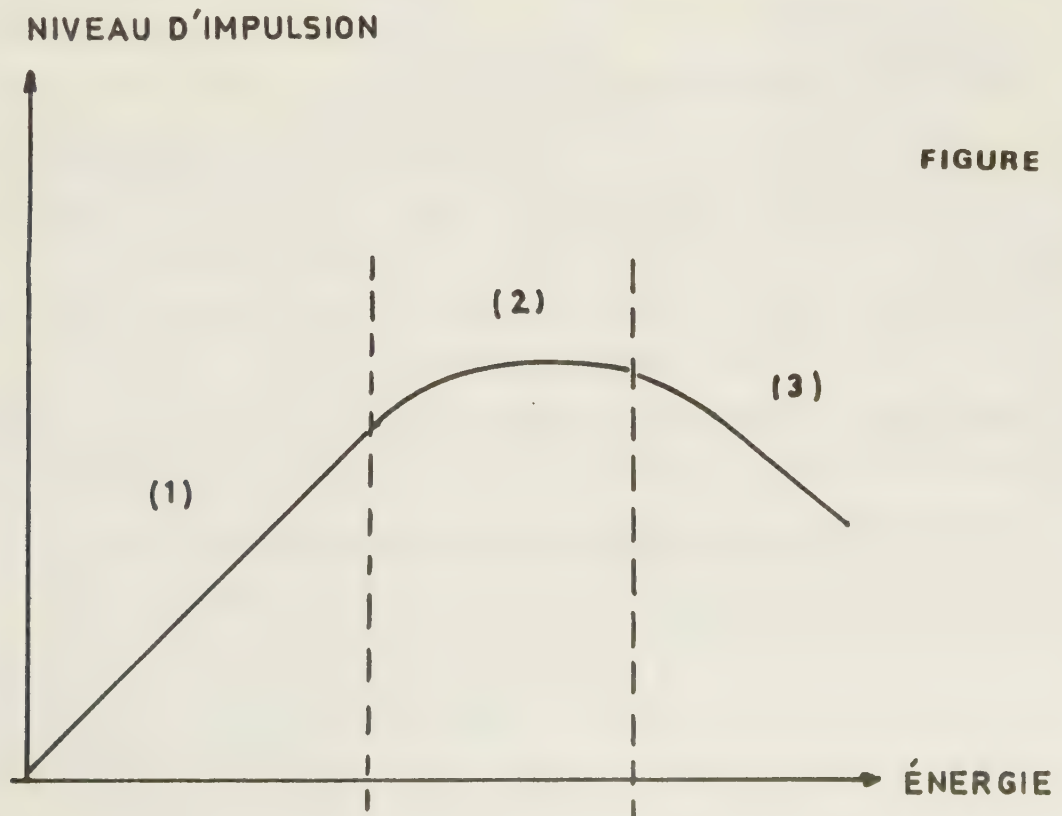
Plus la particule pénétrera loin dans cette zone plus ce rendement sera faible.

On peut tracer une courbe donnant ce rendement de collection en fonction de l'épaisseur du cristal. Cette courbe détermine ce qu'on appelle le "profil" de la jonction.

En conclusion le détecteur sera linéaire si la particule ionisante détectée est stoppée complètement dans la zone de déplétion.



On peut tracer la courbe de linéarité d'une jonction, courbe donnant le niveau de l'impulsion en fonction de l'énergie de la particule. (Figure 8)



Zone 1 : région de linéarité du détecteur

Zone 2-3 : palier pour la courbe qui décroît ensuite.

Ainsi plus les particules détectées seront énergiques, plus les hauteurs d'impulsions correspondantes seront faibles.

Remarque : Cette propriété peut être utilisée (Amsel IRE Janvier 1961) dans le cas d'un spectre complexe. En modifiant la polarisation, donc la largeur de la zone de déplétion, on déplace les pics et on arrive à isoler le spectre intéressant.

II - ETUDE DES CARACTERISTIQUES PARTICULIERES D'UN DETECTEUR A JONCTION

Surface utile :

Les caractéristiques du détecteur dépendent beaucoup de cette surface utile, notamment en ce qui concerne le bruit. Cette surface utile doit être inférieure à la surface du cristal. Nous verrons en effet que plus cette surface est grande, plus le bruit est important. De plus la hauteur des impulsions diminue.

Courant inverse :

C'est là une notion fondamentale du détecteur à semiconducteur car la valeur du courant inverse détermine le bruit de la jonction. La jonction, polarisée en inverse, est traversée par un courant dont la valeur dépend de la tension de polarisation appliquée.

On peut le chiffrer suivant les jonctions à des valeurs de 10^{-7} à 10^{-6} ampères.

Les courbes donnant les variations du courant inverse en jonction de la polarisation pour différentes surfaces ont l'allure suivante : (Figure 9)

Origine de ce courant inverse (ou dit " de fuite ")

On peut lui donner trois causes :

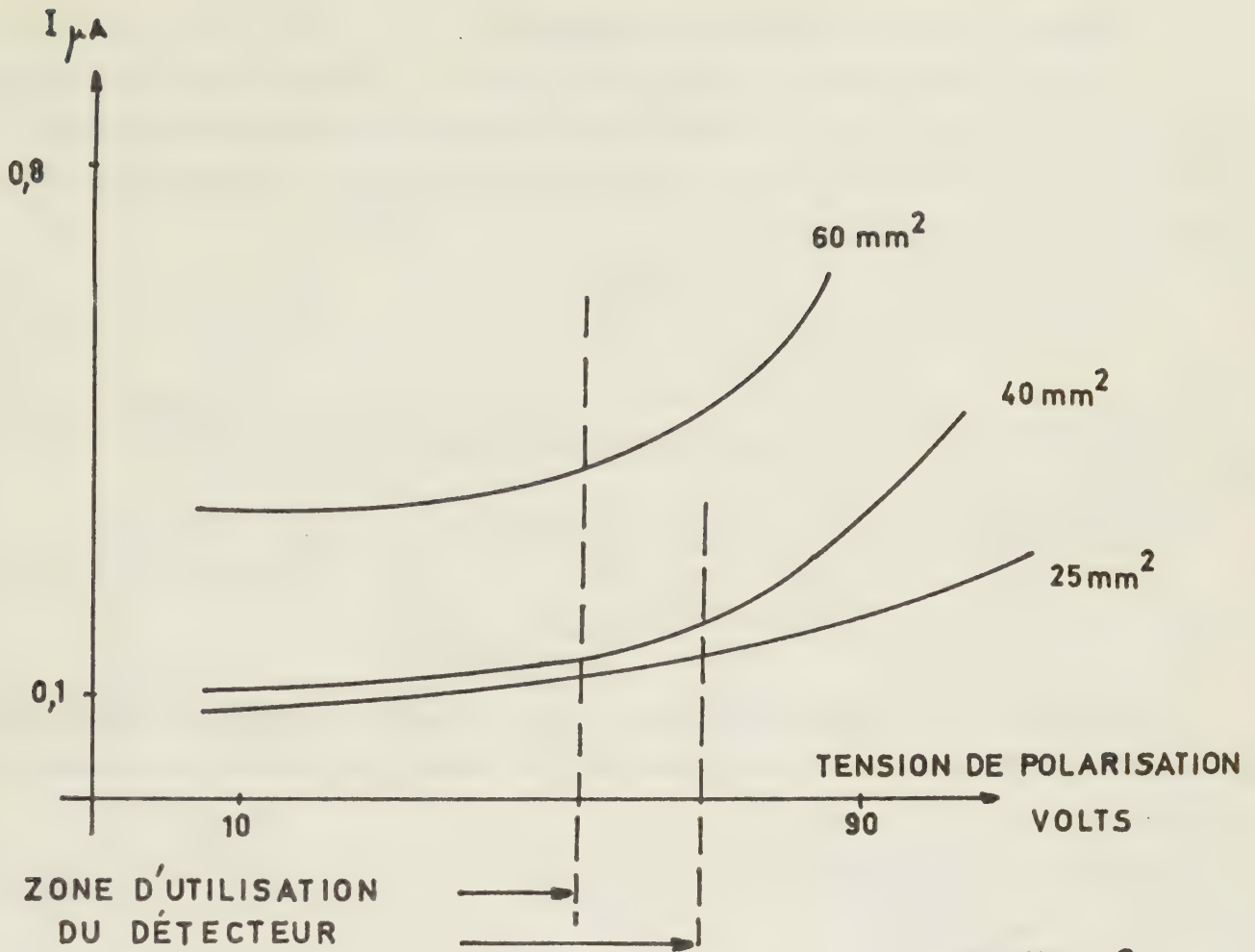


FIGURE 9

Diffusion de porteurs minoritaires :

Ce courant de diffusion dû aux porteurs minoritaires qui ont pu diffuser jusqu'au bord de la zone de déplétion et être collectés, a une valeur, d'après les études de Shockley :

$$I_d = \frac{e \cdot n \cdot I}{2 \tau_0} \text{ nanoampères par cm}^2$$

avec I distance à partir de laquelle les porteurs peuvent diffuser dans la région de déplétion.

n nombre de porteurs minoritaires dans le matériau

e charge de l'électron

τ_0 durée de vie des porteurs minoritaires.

Ce courant est généralement faible.

Courant de génération de charge d'espace

Il existe dans la zone de déplétion des centres de recombinaison qui peuvent capturer des porteurs. Ces centres de recombinaison vont participer au bruit de la jonction et nous avons montré que ce courant était d'autant plus important que la durée de vie des porteurs était plus faible.

Ce courant a été calculé par Shockley :

$$I_g = \frac{e n_i w}{2 \tau_o}$$

n_i étant le nombre d'électrons et de trous dans le matériau intrinsèque ($n_i = 1.5 \cdot 10^{-10}$ par cm^3 dans le Si).

En remplaçant w et n_i par leurs valeurs, on trouve :

$$I_g = \frac{60 (\text{pF})^{1/2}}{\tau_o} \text{ nanoampères}$$

De plus ce courant augmente avec la polarisation car alors la largeur de la zone de charge d'espace est plus grande donc le nombre de centres de recombinaison plus important.

En fait la somme de I_g et I_d est faible et beaucoup plus faible que la valeur totale du courant inverse.

Courant de surface

Son origine est mal connue.

Remarques :

Ce courant inverse augmente considérablement si les détecteurs ne sont pas utilisés dans l'obscurité.

Les détecteurs toujours conservés sous vide ont leur courant inverse qui augmente lentement.

Enfin la température est un facteur non négligeable pour le courant inverse qui augmente avec elle. Il est donc nécessaire de fonctionner à basses énergies, voire même de refroidir les jonctions pour obtenir une meilleure résolution.

Profondeur de déplétion

Shockley a calculé la largeur de zone dans un système d'unités cohérent :

$$W = 1,05 \cdot 10^6 \left[\frac{E (V_o + V)}{2 \pi e (Na + Nd)} \right]^{1/2} \left[\left(\frac{Na}{Nd} \right)^{1/2} + \left(\frac{Nd}{Na} \right)^{1/2} \right] \text{ cm}$$

E constante diélectrique du semiconducteur

($E \approx 12$ pour le Si)

N_d concentration de région n en donneurs

N_a concentration de région p accepteurs

V_o barrière de potentiel qui existe dans le semiconducteur en l'absence de polarisation

V tension inverse appliquée

e charge de l'électron

E constante diélectrique du semiconducteur

Cette formule peut se simplifier en prenant $V_o + V = V$ (car $V \gg V_o$).

De plus $N_a \ll N_d$ dans la région d'inversion, donc

$$W_p = 1,05 \cdot 10^{-6} \left[\frac{E \cdot V}{2 \pi e N_d} \right]^{1/2} \text{ cm}$$

et si ρ est la résistivité du semiconducteur dans la région N_d

$$\rho = \frac{1}{e \mu_e N_d}$$

on trouve :

$$W = 1,05 \cdot 10^{-6} \left[\frac{E V \rho \mu_e}{2} \right]^{1/2}$$

avec μ_e (mobilité des électrons) = $1200 \text{ cm}^2/\text{V}$

$$W = \frac{1}{2} (\rho V)^{1/2}$$

La mesure directe d'une profondeur de déplétion est difficilement réalisable.

On peut tout de même en connaître une valeur approchée à partir de la capacité du détecteur, grandeur facilement mesurable.

$$C = \frac{\epsilon S}{4 \pi W} \rightarrow W = \frac{ES}{4 \pi C}$$

Capacité du détecteur :

$$C = \frac{\epsilon S}{4 \pi W} \text{ En remplaçant } W \text{ par son expression } = 1/2 (\rho V)^{1/2}$$

$$\text{on trouve } C = \frac{1,12}{2 \pi (\rho V)^{1/2}} 10^{-4} \text{ pF/cm}^2$$

ou si on se donne $S \rightarrow C = 1,9 \cdot 10^4 (\rho V)^{1/2} \times S$

Si C_t est la capacité totale (détecteur + celle d'entrée) la hauteur de l'impulsion délivrée par la jonction est :

$$V = \frac{Q}{C_t}$$

Si on suppose que la collection des charges dans la zone de déplétion est totale, la hauteur de l'impulsion est donnée par la relation suivante (les capacités parasites de câblage sont négligées).

$$V_{\text{(volt)}} = \frac{E \text{ (eV)}}{3,5} \cdot \frac{1,6 \cdot 10^{-19}}{C_j \text{ (Farad)}} \approx \frac{n e}{C_j}$$

3,5 eV étant la valeur du potentiel d'ionisation dans le silicium.

$$V_{\text{(mv)}} \approx 46 \cdot \frac{E \text{ (MeV)}}{C_j \text{ (pf)}} \quad \begin{array}{l} E \text{ énergie de la particule} \\ \text{incidente.} \end{array}$$

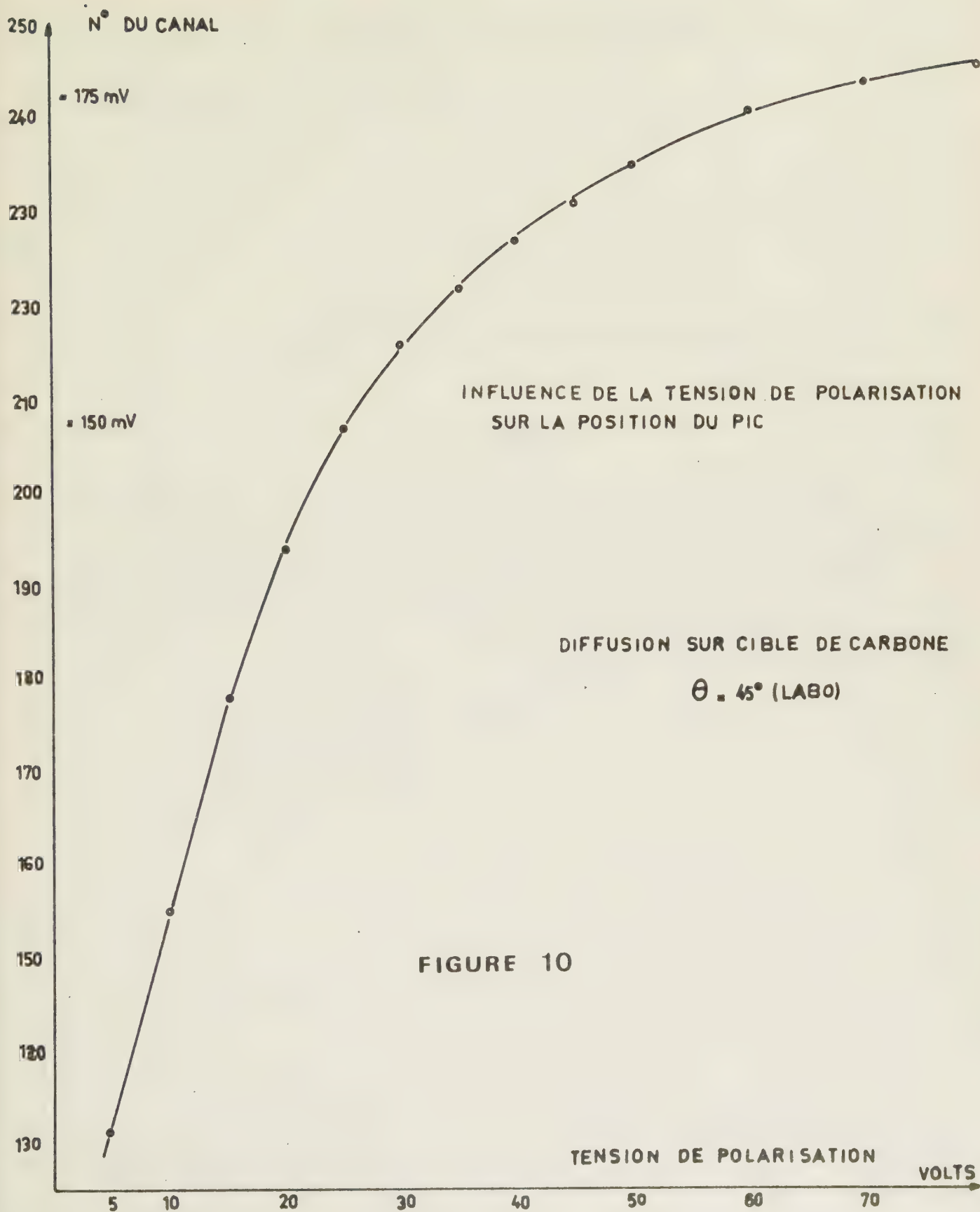
En conclusion, ces dernières équations montrent que la hauteur de l'impulsion sera d'autant plus grande que :

- la surface de jonction sera plus faible
- la résistivité ρ du silicium plus grande
- la polarisation plus grande. (Figure 10)

Il faut tout de même noter que le courant inverse et le bruit de la jonction croissent avec la tension de polarisation.

Le rapport $\frac{\text{signal}}{\text{bruit}}$ définissant la résolution il est donc nécessaire de chercher la valeur optimum de la tension de polarisation.

Les courbes donnant la résolution en fonction de la tension de polarisation ont l'allure suivante : Figures 11 et 12.



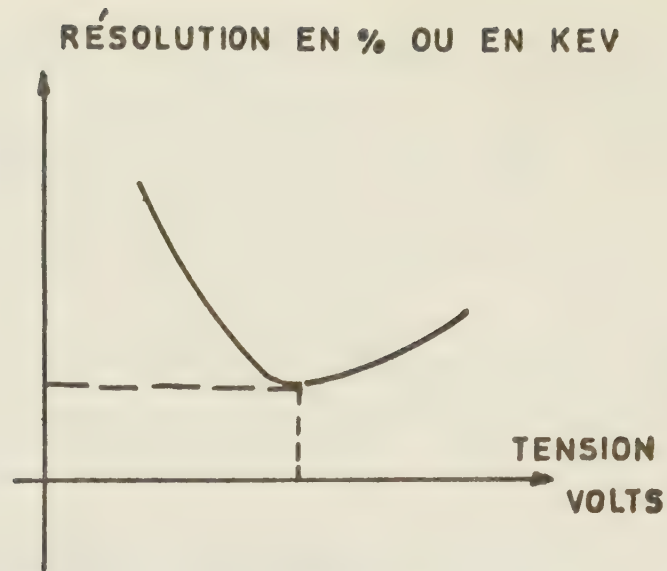
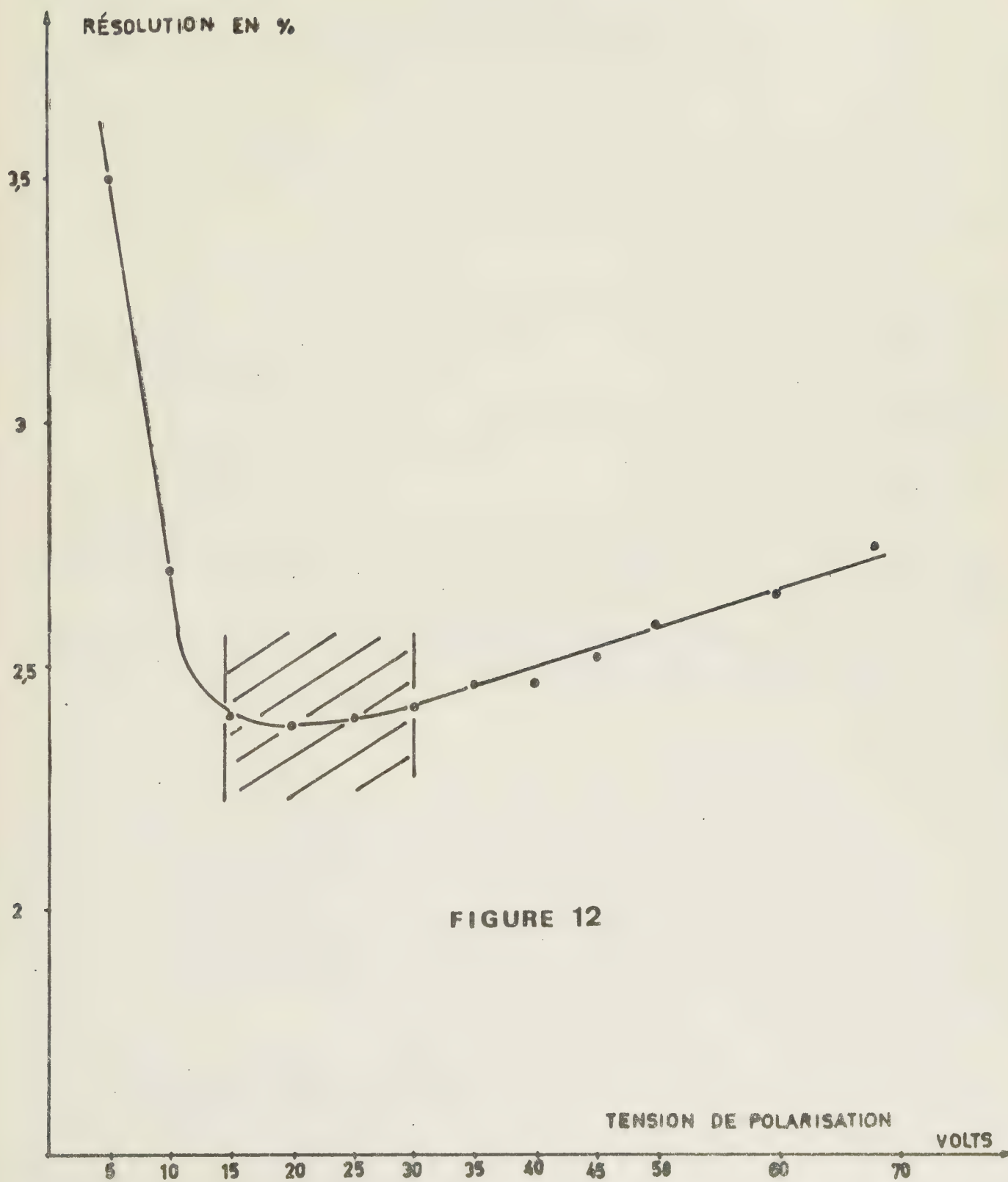


FIGURE 11

La détérioration de la résolution pour les fortes valeurs de la tension inverse de polarisation est due à l'augmentation du bruit de fond de la jonction.

Quant aux faibles valeurs de la tension de polarisation, on peut penser que la détection n'est plus linéaire (certaines particules pénètrent dans la zone de diffusion d'où rendement de collection < 1).



DETECTEURS A JONCTION UTILISES

1 - Jonction RCA (à barrière de surface)

Surface sensible 5 mm^2

Profondeur de la barrière = 150μ

Résolution 45 KeV

2 - Jonction Radiotechnique type BPY 20 A

Surface utile $0,12 \text{ cm}^2$

Jonction type " à diffusion "

Limite théorique d'utilisation pour l'absorption des protons : $3,3 \text{ MeV}$

Profondeur de la barrière : 100μ (50μ au minimum)

Résolution : 25 KeV

Résistivité du silicium : $1000 \Omega \text{ cm}$

CHAPITRE III

SYSTEME DE DETECTION ET ELECTRONIQUE ASSOCIEE

PREAMPLIFICATION

- Type de préamplificateur utilisé
- Schéma général
- Gain - Bande passante - Linéarité
- Bruit de fond

AIGUILLAGE - DETECTION SIMULTANEE SUR 2 VOIES

- a) Etage mélangeur
- Schéma
- Caractéristiques
- Sortie sur émetteur suiveur (attaque du sélecteur)
- b) Voies d'aiguillage
- Monostables précédés d'un étage amplificateur normal
- Caractéristiques : niveau d'impulsion délivrée
durée (variable)
temps de montée
- Sortie de l'émetteur suiveur pour attaque du sélecteur.

CHAÎNE PREAMPLIFICATRICE (Figure 13)

Le pouvoir de résolution des jonctions dans le cas de détection de particules chargées (et c'est le cas de la spectrométrie) étant élevé, il est nécessaire pour conserver toutes les possibilités de ces jonctions de réaliser une électronique à très faible bruit, avec un gain aussi élevé que possible et stable (et aussi une insensibilité aux variations de capacité de détecteur) : de plus cette chaîne électronique doit présenter une linéarité satisfaisante.

Les signaux délivrés par les détecteurs à jonction étant très brefs et de faible amplitude, il est difficile de les amplifier dans toute l'étendue de leur spectre sans le mélanger au bruit de fond de la chaîne amplificatrice. Nous savons que le bruit de fond est d'autant plus élevé que la bande passante utilisée est plus grande. Du point de vue spectrométrie seule l'amplitude nous intéresse car elle doit être constante. On a donc intérêt à diminuer la bande passante (le temps de montée diminue alors mais ce défaut ne nous gêne pas) afin de minimiser le bruit de fond.

Le préamplificateur utilisé et réalisé au laboratoire est du type classique cascode avec sortie sur cathodyne ; la sortie de ce cathodyne étant ramenée au milieu de la charge du cascode par une capacité 0,1 μf .

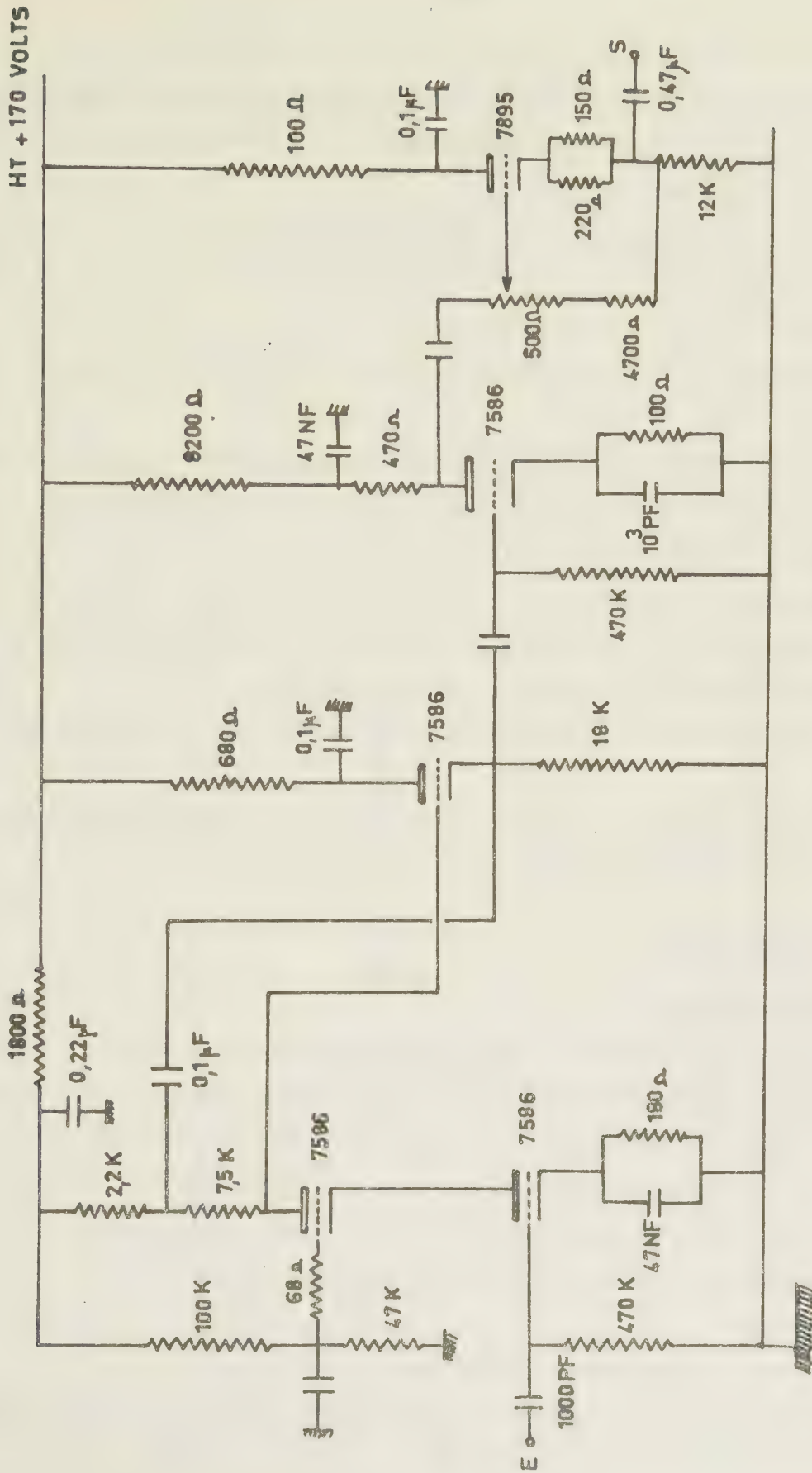
Cet étage d'entrée à très faible bruit présente les qualités de stabilité et de faible capacité d'entrée de la penthode tout en gardant les avantages de la triode en ce qui concerne le faible bruit.

Pour disposer d'un gain supérieur nous avons ajouté un autre étage amplificateur avec une sortie sur cathodyne.

Pour disposer d'un gain variable qui nous permet d'ajuster à une même valeur les gains des deux préamplificateurs des 2 chaînes d'aiguillage, nous avons placé dans la grille du dernier étage cathodyne un potentiomètre de 5000 ohms.

PERFORMANCES

Les performances de ces chaînes préamplificatrices sont satisfaisantes pour nos travaux. En effet la hauteur des impulsions délivrées par nos jonctions (et même pour les jonctions de grosses surfaces $[1 \text{ cm}^2 \text{ Hugues}]$ dont le bruit est important et qui ont une forte capacité, de l'ordre de 100 pf environ) se trouve très nettement



— PRÉAMPLIFICATEUR A NUVISTORS —

FIGURE 13

plus élevée que le niveau de bruit dû au détecteur et au préamplificateur.

a) Niveau de bruit en sortie de préamplificateur seul avec sortie adaptée et entrée court-circuitée : il est de l'ordre de 5 mV ce qui correspond à un bruit ramené à l'entrée d'une vingtaine de microvolts.

Ce niveau de bruit augmente lorsqu'on branche le détecteur à l'entrée du préamplificateur et qu'on le polarise. Le bruit en sortie devient de l'ordre de 15 à 20 mV (au grand maximum).

b) Gain (Figure 14) : Le gain en charge (avec adaptation à 180 ohms) est de l'ordre de 300 .

Les impulsions délivrées par la jonction sont négatives. Le préamplificateur ne produisant pas de rotation de phase, les impulsions sortent en négatif.

c) Temps de montée : 1 μ s environ

d) Bande passante : elle est de l'ordre de 500 kc/s. Le temps de montée se trouve dégradé par cette relativement faible bande passante mais pour notre étude spectrométrique ce défaut ne présente guère d'importance.

e) Linéarité (Figure 15) : La courbe de linéarité $V_S = f(V_e)$ a été tracée à (150 kcs).

Le préamplificateur est linéaire jusqu'à 4,5 mV comme tension d'entrée, ce qui correspond à une tension de sortie de 1,5 V. environ.

ETUDE DE L'AIGUILLEUR

1/ Données générales

Le sélecteur Intertechnique 400 canaux transistorisés permet un enregistrement simultané de plusieurs spectres (2, 3 ou 4 : les 400 canaux de la mémoire sont alors divisés en sous-mémoires de 200 ou 100 canaux), à condition que le taux de comptage des impulsions à stocker soit inférieur à 1500 coups à la seconde. On peut alors se passer du châssis d'aiguillage spécial et réaliser des enregistrements simultanés à l'aide de montages simples qui seront étudiés en détail.

2/ Réalisation

Etage " mélangeur " (Figure 16)

Nous utilisons dans le cadre de la manipulation deux détecteurs simultanément, donc 2 voies d'aiguillage parallèles.

TENSION DE SORTIE (mV)

300

200

100

COURBE GAIN = $F(FRÉQUENCE)$

F_c à 3db
470 Kc/s

FRÉQUENCE EN KC/S

500

400

300

200

100

FIGURE 14



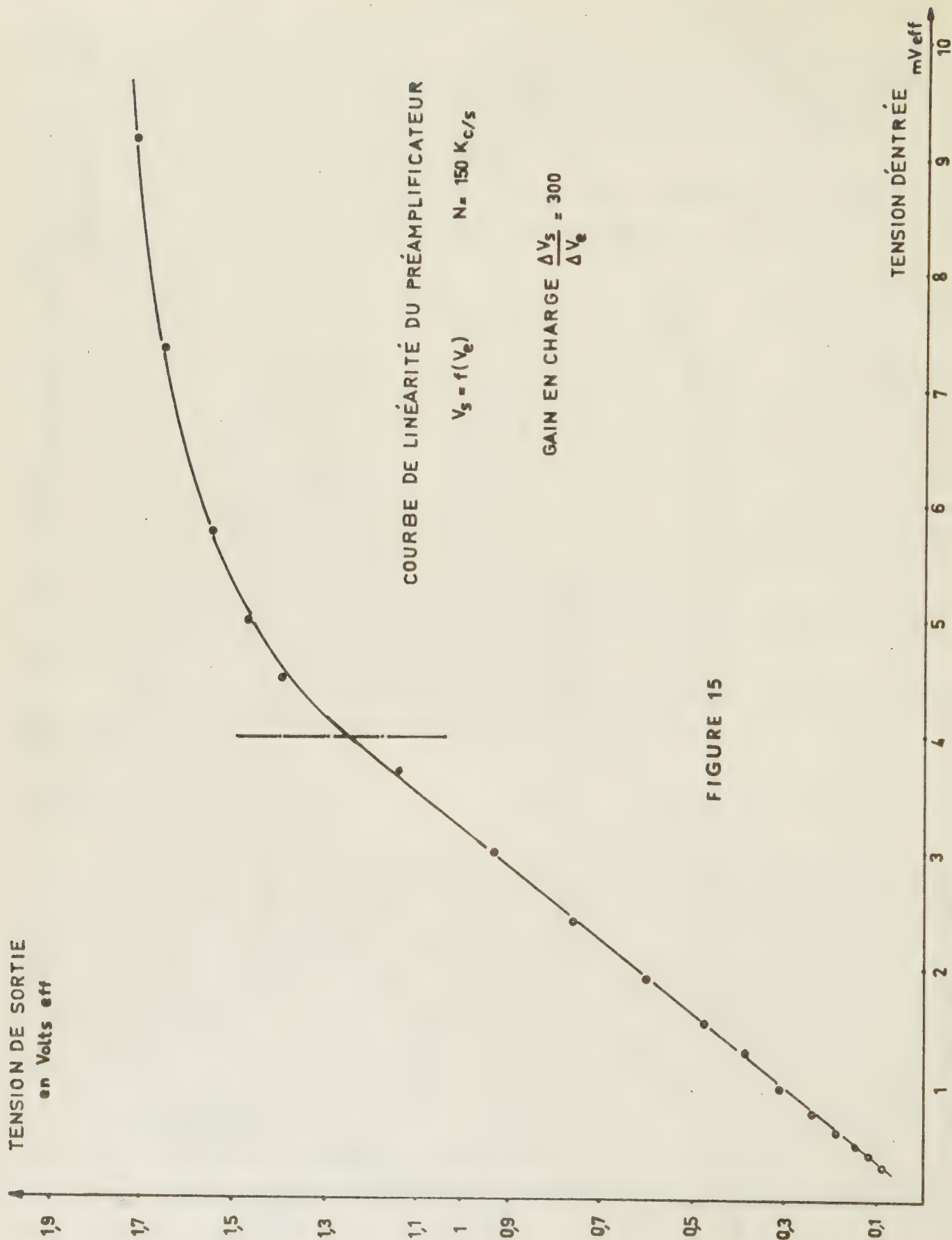
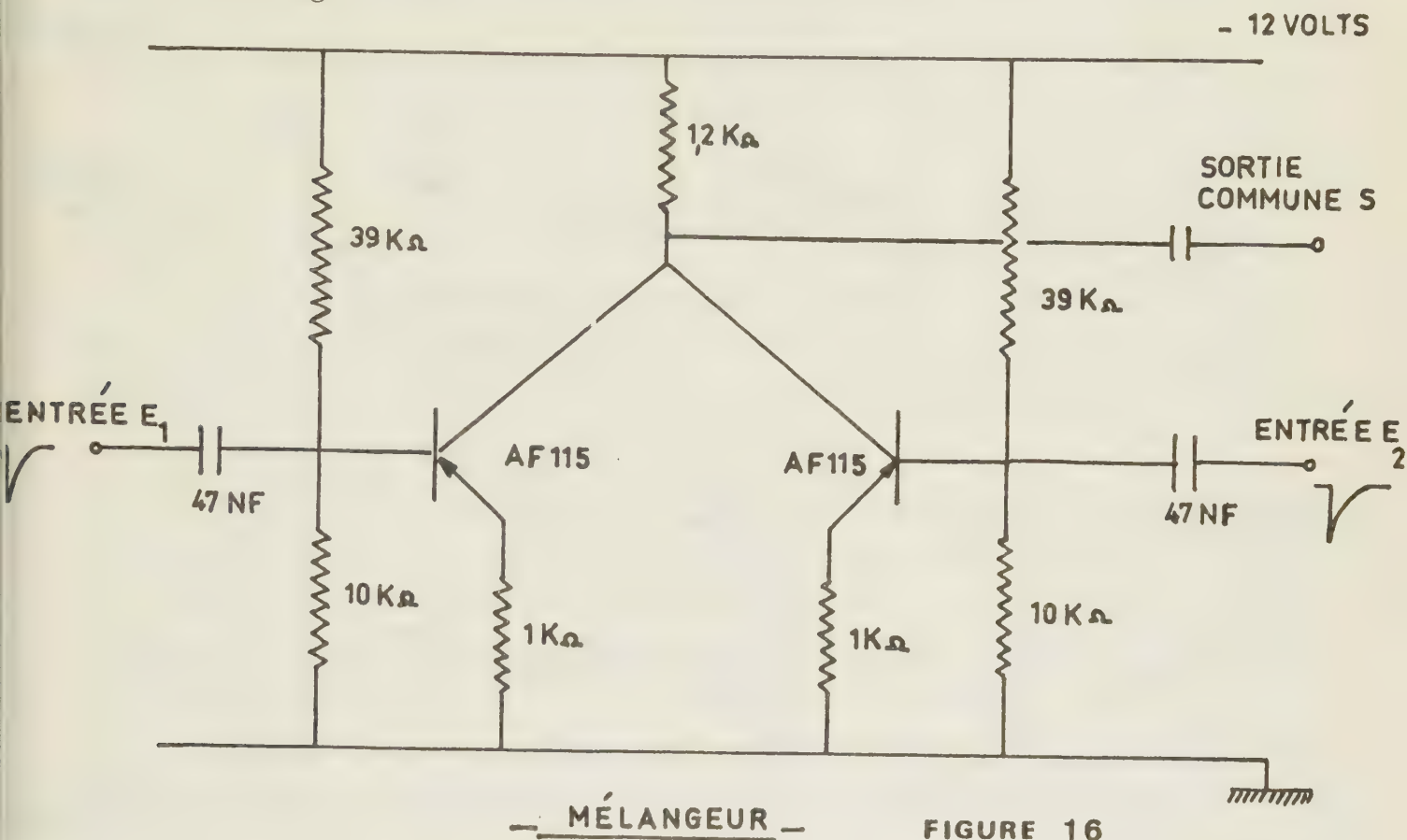


FIGURE 15

Les informations délivrées par les jonctions détecteurs sont envoyées, après préamplification, dans un mélangeur (montage à transistors) qui attaque ensuite l'entrée amplificatrice du sélecteur.

Nota : On pourrait attaquer directement l'entrée du convertisseur du sélecteur à condition que les niveaux des impulsions détectées soient suffisants pour permettre leur stockage.



L'alimentation continue des transistors se fait par une alimentation stabilisée B.T. Elle est fixée à la valeur 12 volts.

Les transistors utilisés du type p-n-p, sont des AF.115 Radiotechnique utilisés en moyenne commutation.

L'utilisation de l'amplificateur du sélecteur ne nécessitant pas une amplification supplémentaire des impulsions à stocker : le gain du mélangeur a été fixé à une valeur voisine de l'unité (résistance d'émetteur $1\text{ K}\Omega$ résistance commune de collecteur 1 à $1,2\text{ K}\Omega$). Les niveaux d'entrée E_1 et E_2 sont faibles (de

150 à 200 mV délivrés par les préamplificateurs). Les impulsions passent sans distorsion, sans écrêtage.

L'entrée amplificatrice du sélecteur étant à faible impédance, il est nécessaire, pour adapter, de sortir sur un émetteur suiveur. Adaptation également du câble de liaison sortie-émetteur suiveur-entrée ampli sélecteur par résistance variable placée en bout de coaxial). (Figure 17)

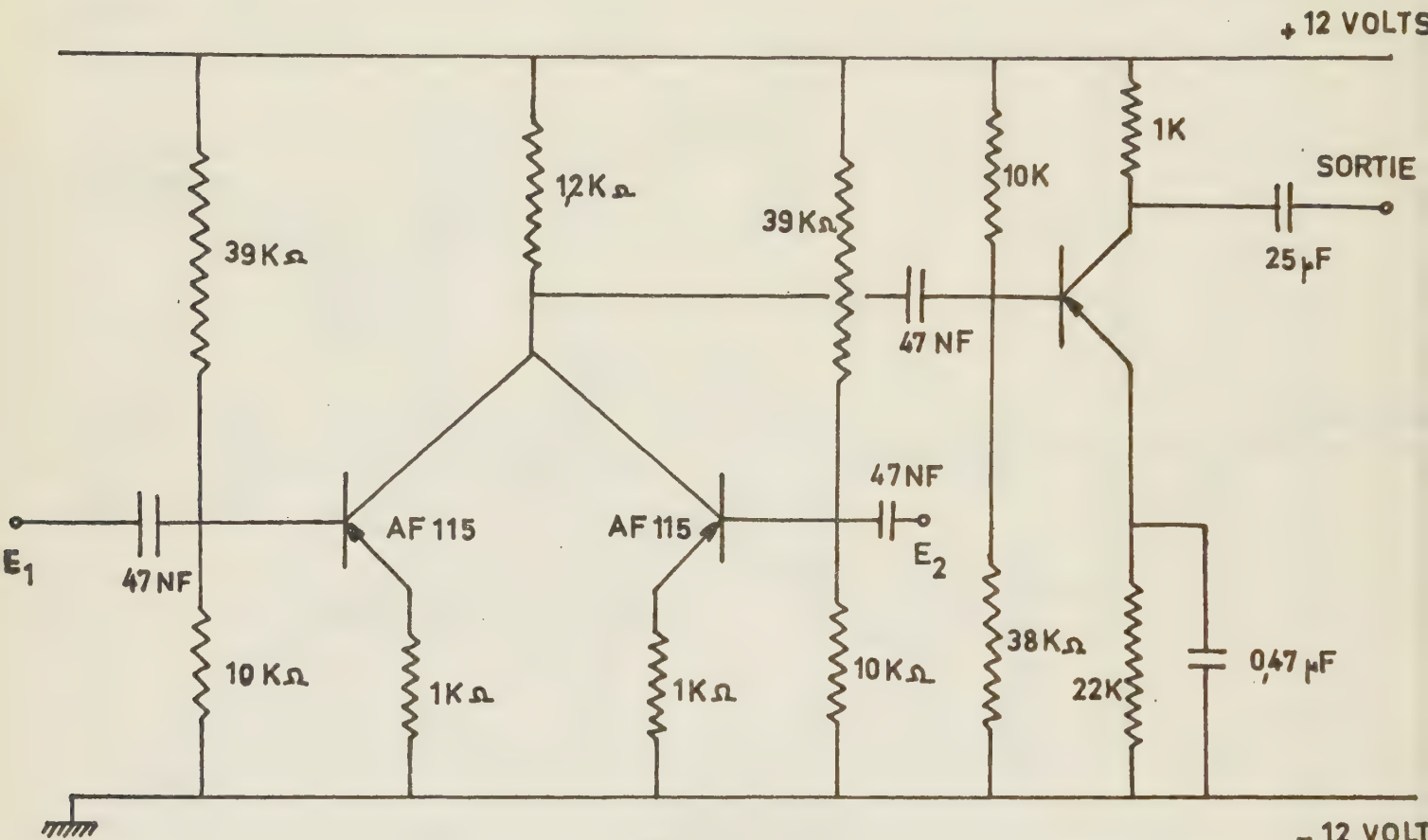


FIGURE 17

Etages de mise en forme - Multi-monostable

Pour aiguiller les impulsions, délivrées par les préamplifications et mélangées, vers les sous-groupes de mémoire correspondants pour le stockage, chaque préamplificateur doit fournir une impulsion supplémentaire qui doivent être envoyées sur les entrées " Convertisseur-Aiguillage extérieur ".

Ces impulsions doivent être positives et d'amplitude de 4 à 10 volts (théoriquement puisque en réalité on déclanche avec des impulsions de 3 volts environ).

Pour permettre un temps de coïncidence suffisant avec l'impulsion de remi-

se à zéro sortant du convertisseur, la durée des impulsions d'aiguillage doit être supérieure à $1\ \mu\text{s}$, d'une part et d'autre part, si on considère l'instant 0 comme l'instant d'apparition du front avant de l'impulsion à l'entrée du convertisseur, les fronts arrière des impulsions d'aiguillage doivent être situés entre les instants 3,5 et $5,5\ \mu\text{s}$. (Figure 18)

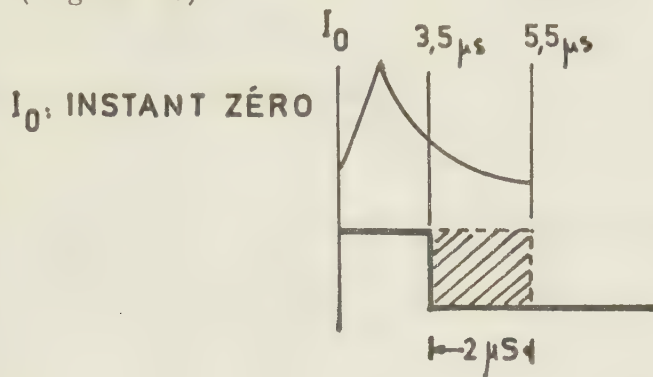


FIGURE 18

Le retard de l'impulsion de jonction par rapport à l'impulsion d'aiguillage étant de l'ordre de quelques 10 nanosecondes, il suffit de donner à l'impulsion d'aiguillage une valeur d'environ 4 à $5\ \mu\text{s}$ (pas tellement critique d'ailleurs puisque on a fonctionné avec impulsion de l'ordre de $6,5$ à $7\ \mu\text{s}$).

On a donc réalisé un aiguillage à 2 voies suivant les caractéristiques imposées par le sélecteur pour un fonctionnement en simultané.

Les impulsions de jonction préamplifiées sont envoyées, avant mélangeur, sur deux étages mise en forme précisément cités, chaque étage correspondant à une voie déterminée.

Les impulsions d'aiguillage sont obtenues à l'aide de " monostables " à transistors dont voici le schéma : (Figure 19)

Les transistors utilisés sont des transistors n-p-n 2N338 SESCO.

L'entrée d'aiguillage du sélecteur nécessitant des impulsions positives (4 à 10 V de niveau) la sortie du monostable se fait sur le transistor qui est débloquent à l'état initial, l'entrée se faisant sur l'autre transistor. Il est de loin préférable d'attaquer un transistor et de sortir sur l'autre : car les conditions de travail sont mauvaises lorsqu'on sort sur le transistor que l'on attaque. Le signal d'entrée de monostable est différencié pour avoir un top de basculement plus rapide : la partie négative de cette différenciation est alors supprimée par une diode. Les émetteurs sont couplés.



Niveau d'entrée pour le basculement

livrées par les jonctions.

Schéma général d'une voie d'aiguillage à partir du préamplificateur (Figure 20)

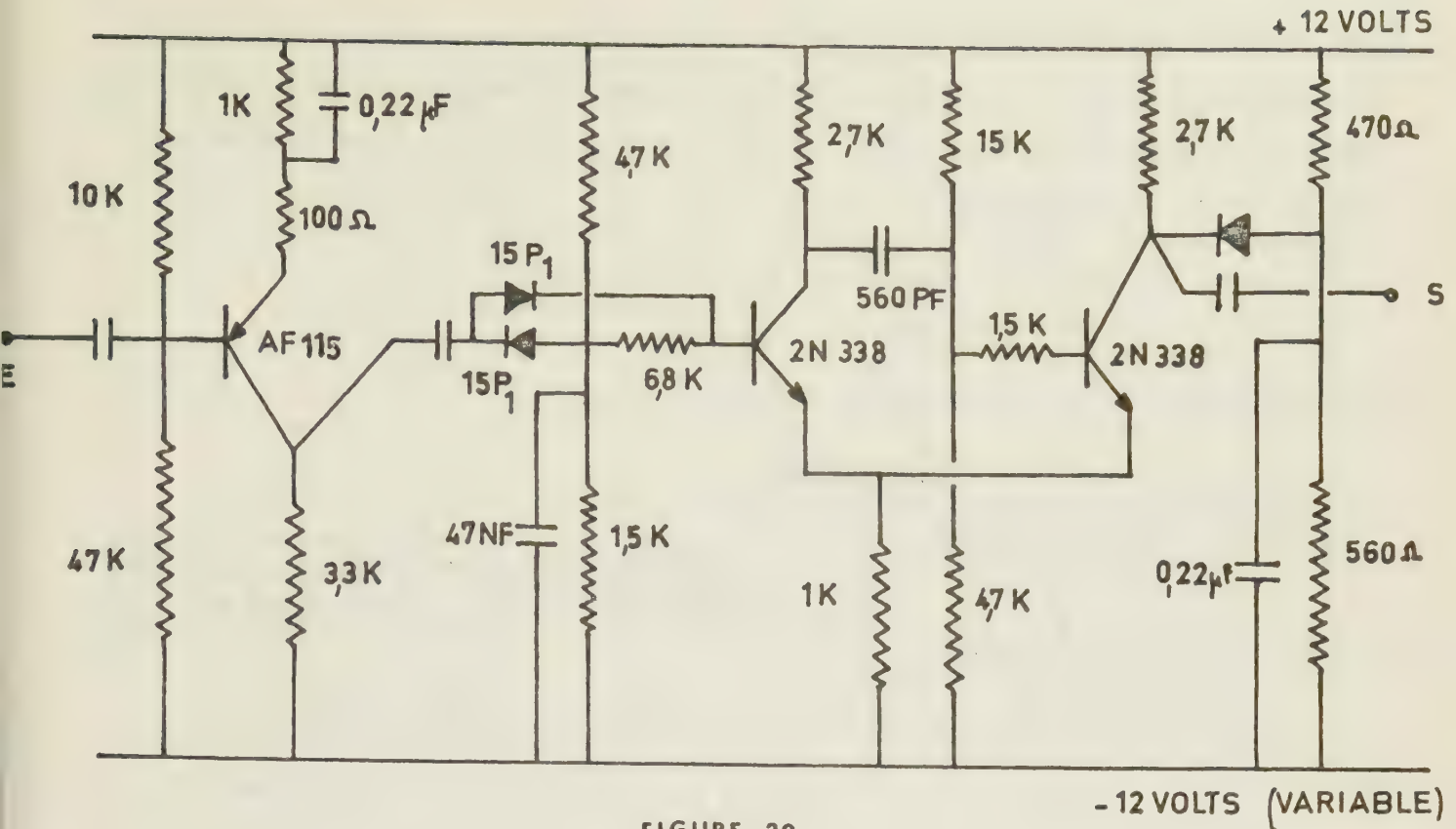


FIGURE 20

La tension continue d'alimentation des montages est obtenue par une alimentation stabilisée BT réglable de 0 à 30 volts.

Pour adapter la sortie des monostables aux entrées aiguillage du sélecteur (entrée sous faible impédance 600Ω), on passe par un émetteur suiveur à transistor npn OC141 dont le schéma a été donné plus haut.

Remarque : On utilise un transistor npn puisque les impulsions à passer sont positives.

Caractéristiques de l'impulsion de sortie :

Niveau : variable suivant la valeur de la tension d'alimentation

Durée : variable suivant la valeur de la capacité de liaison émetteur

1 base 2

Temps de montée : de l'ordre de quelques μs .

Stabilité en fonction de la durée des impulsions d'attaque en fonction du niveau des impulsions d'attaque.

Remarque : Les impulsions délivrées par les jonctions étant de niveaux différents

(non uniformité de la couche sensible du détecteur jonction, pertes d'énergie différente pour les protons incidents dans la zone de déplétion) le signal d'aiguillage donné par le monostable doit avoir une durée et une amplitude constante pour un bon fonctionnement du système.

Test valeurs : Niveau de l'impulsion 8 volts

Durée de l'impulsion 7 μ s.

Test aiguilleur : Fonctionnement en simultané (Figure 21)

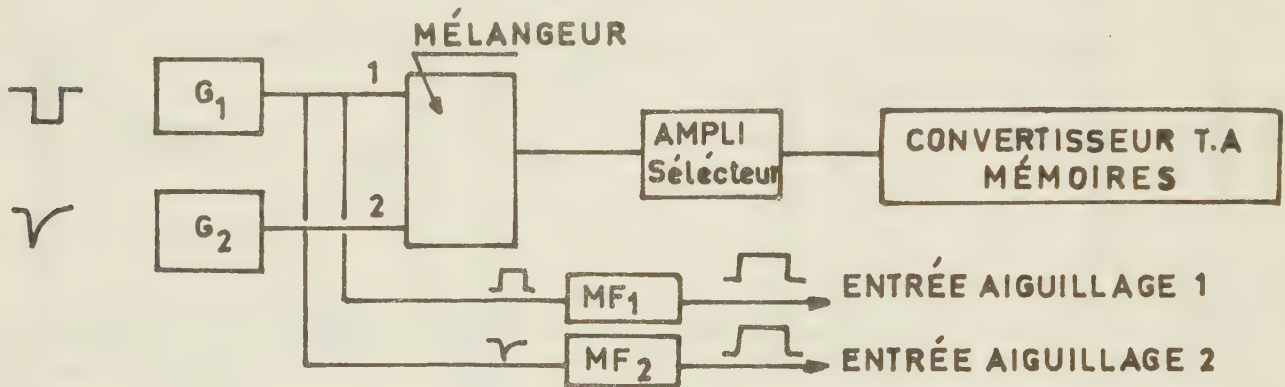


FIGURE 21

Les premiers essais en manipulation au faisceau ayant donné des résultats quelquefois incohérents, on a incriminé naturellement le 1er étage électronique et le système d'aiguillage.

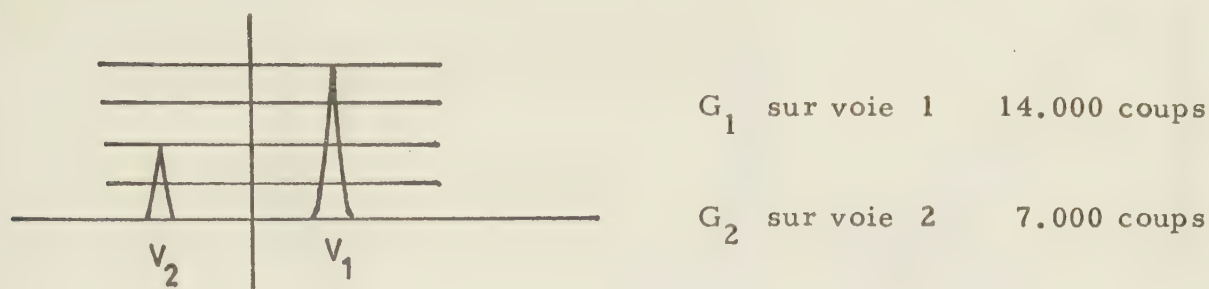
Il fallait être certain en effet que les deux mémoires correspondant respectivement aux 2 voies d'aiguillage ne stockaient que les impulsions délivrées par leur propre chaîne.

On a été amené à tester ce système avec deux générateurs d'impulsions : générateur Philips d'impulsions rectangulaires (de niveau, durée et de fréquence de répétition variables) et générateur Nardeux qui délivre des impulsions.

On a donné au générateur Philips (G1) une fréquence de répétition de 50 pps et au générateur Nardeux (G2) une fréquence de 25 cp/s.

Plusieurs " spectres " ont été réalisés dans ces conditions, chaque comptage se faisant sur 5 minutes.

Les taux de comptage lus sur l'oreille du sélecteur ont été respectivement pour G1 et G2 de 14.000 environ et 6.800/7.000 coups. (Figure 22)



Nous avons ensuite inversé les voies en attaquant la voie 1 par le générateur 2 et la voie 2 par le générateur 1. C'est bien alors la voie 2 qui a compté le plus et toujours dans le même rapport :



FIGURE 22

Enfin le dernier test consistait à attaquer séparément les 2 voies 1 et 2, donc à n'enregistrer qu'un comptage.

- la voie 1 seule a donné, pendant 5 mn. un nombre de coups de 14.600
- la voie 2 a donné un nombre de coups de 7.000

Remarque : Les différences dans les comptages viennent du fait qu'il y a instabilité des générateurs en fréquence.

TEST LINEARITE SELECTEUR (Figures 23 et 24)

Nous avons testé la linéarité du sélecteur en envoyant sur l'entrée amplificatrice pour différents gains de conversion, des impulsions rectangulaires délivrées par le générateur d'impulsion Philips (montage avec point diviseur car les niveaux ne peuvent varier dans ce générateur d'une façon continue et adaptation avec un émetteur suiveur.).

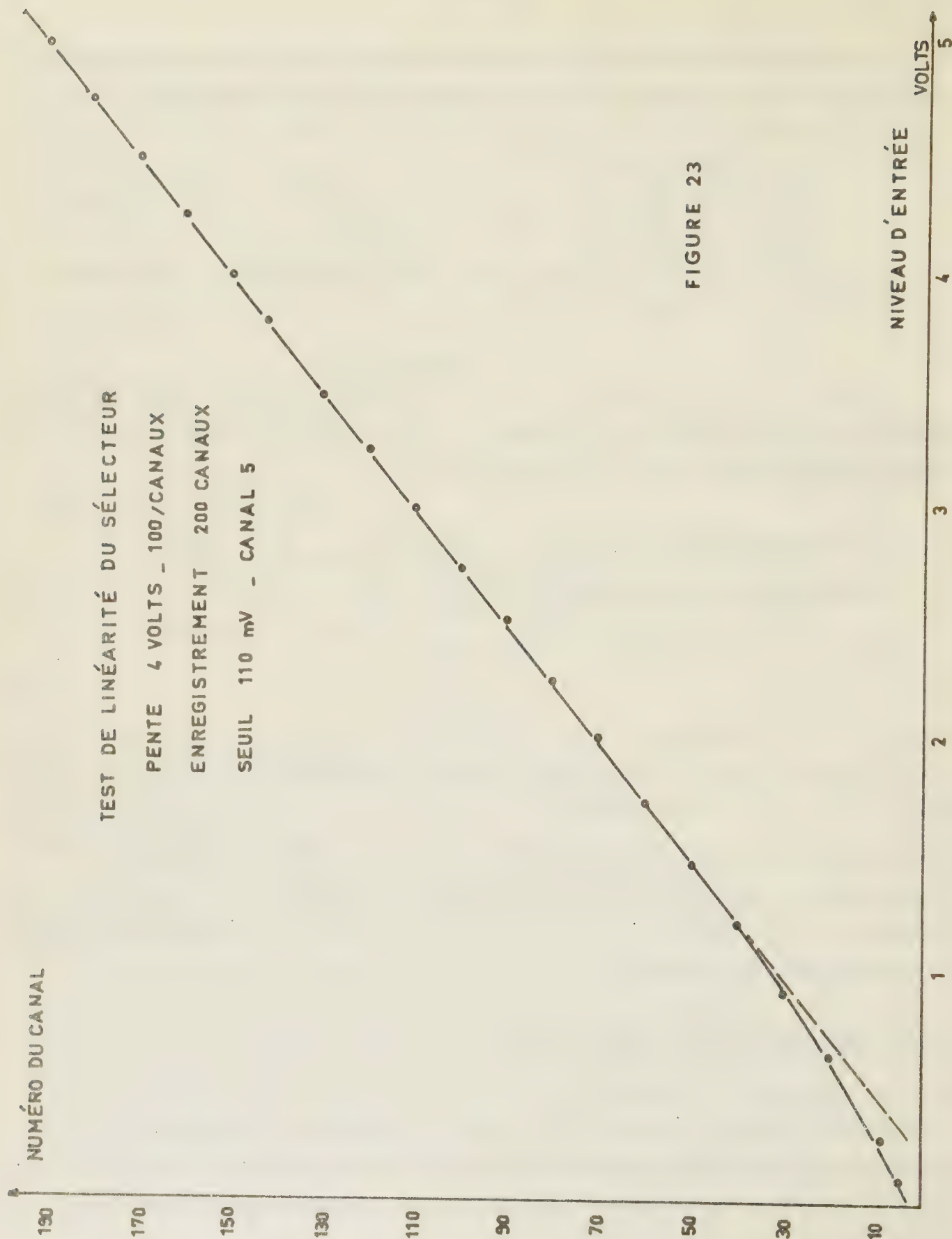


FIGURE 23

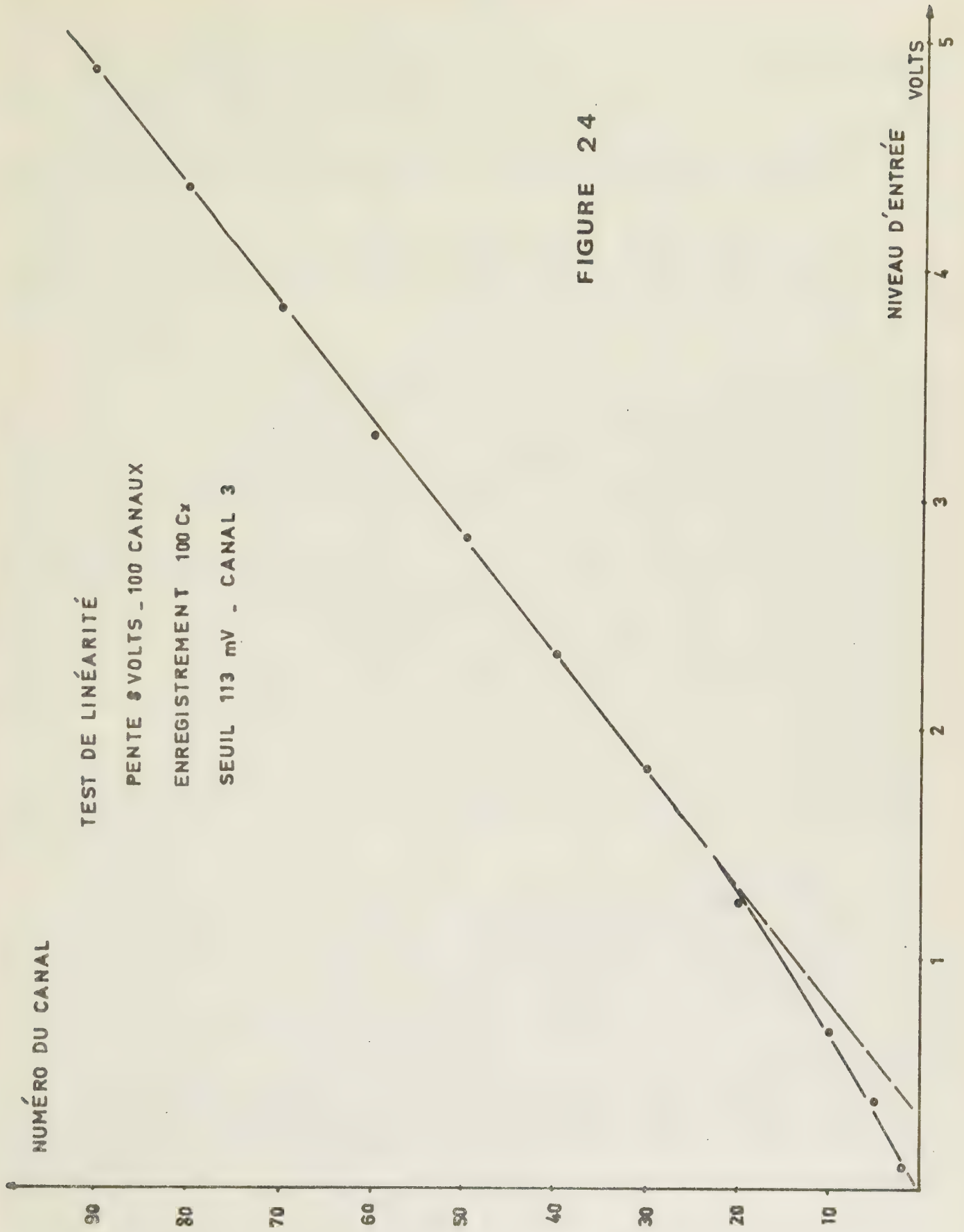


FIGURE 24

1 ère courbe :

Pente 8 V/100 canaux et enregistrement sur 100 canaux donc 8 volts en bout d'échelle.

Le seuil de comptage a été de 113 mV, le comptage se faisant dans le canal (2-3).

On peut estimer que la linéarité est très acceptable à partir du canal (25/30 environ) ce qui correspond à un niveau d'entrée d'impulsion, sur le convertisseur, de 1,5 volt environ.

2 ème courbe :

Pente 4 V/100 canaux

Enregistrement sur 200 canaux

Le seuil est encore de 110 mV mais le 1er canal correspondant à ce seuil est le canal 5.

La linéarité semble meilleure dans ce cas puisqu'elle commence au canal 20 ce qui correspond à un niveau d'entrée de l'ordre de 600 mV.

Autres tests sur d'autres pentes de conversion :

- sur 2 V/100 C et 400 canaux de stockage

seuil 120 mV

canal 8 - 9

- sur 1 V/100 C et 400 canaux

seuil 120 mV

canal 16 -17

- sur 2 V/100 C et 200 canaux

seuil 120 mV

canal 8

CONCLUSION

Il faut noter que le niveau zéro (donc énergie zéro) ne correspond pas au canal zéro. Il faudra donc utiliser une méthode particulière pour l'étalonnage du sélecteur en énergie qui permette de suivre les déplacements des pics en énergie. (Méthode de résonance magnétique).

Le seuil de comptage a toujours sensiblement la même valeur quel que soit le gain de conversion utilisé : 110 à 120 mV.

Enfin cette non linéarité des premiers canaux n'est guère gênante puisque dans la pratique ces premiers canaux sont le domaine du bruit de fond et ne nous intéressent guère.

CIRCUIT " MONITOR "

Introduction (Figure 25)

Pour les mesures de distributions angulaires et les mesures de sections efficaces de la réaction $C^{12}(p,p)C^{12}$ qui déterminent la dépendance du nombre N de protons diffusés à l'égard de l'angle θ de diffusion et du nombre de protons incidents, il est nécessaire de travailler à intensité de faisceau incident constante. Cette condition étant difficile à réaliser, il est préférable de recevoir sur la cible, pour chaque angle de diffusion, le même nombre de protons incidents. Pour ce faire, on dispose à 90° du faisceau incident un détecteur à jonction à position fixe qui enregistrera le nombre de particules diffusées sous cet angle. A l'aide du montage électronique présenté plus loin, on prédéterminera un nombre d'impulsions détectées par cette jonction fixe : lorsque ce nombre est atteint, l'enregistrement au sélecteur des impulsions dues aux protons diffusés à l'angle quelconque θ est automatiquement arrêté. On ramène ainsi chaque mesure au même nombre de particules incidentes sur la cible de carbone.

Nous verrons plus loin la seconde utilité de ce dispositif en ce qui concerne les mesures de sections efficaces (on place derrière la cible de carbone une cible d'or. Connaissant la section efficace de l'or et le nombre de particules diffusées par l'or dans une direction fixe donnée, celle de la jonction à 90° par exemple, on pourra atteindre le nombre de particules incidentes sur la cible de carbone).

La perte d'énergie dans l'or étant beaucoup plus faible que dans le carbone, il sera aisé, au sélecteur de faire la part des particules ayant diffusé sur le carbone et sur l'or.

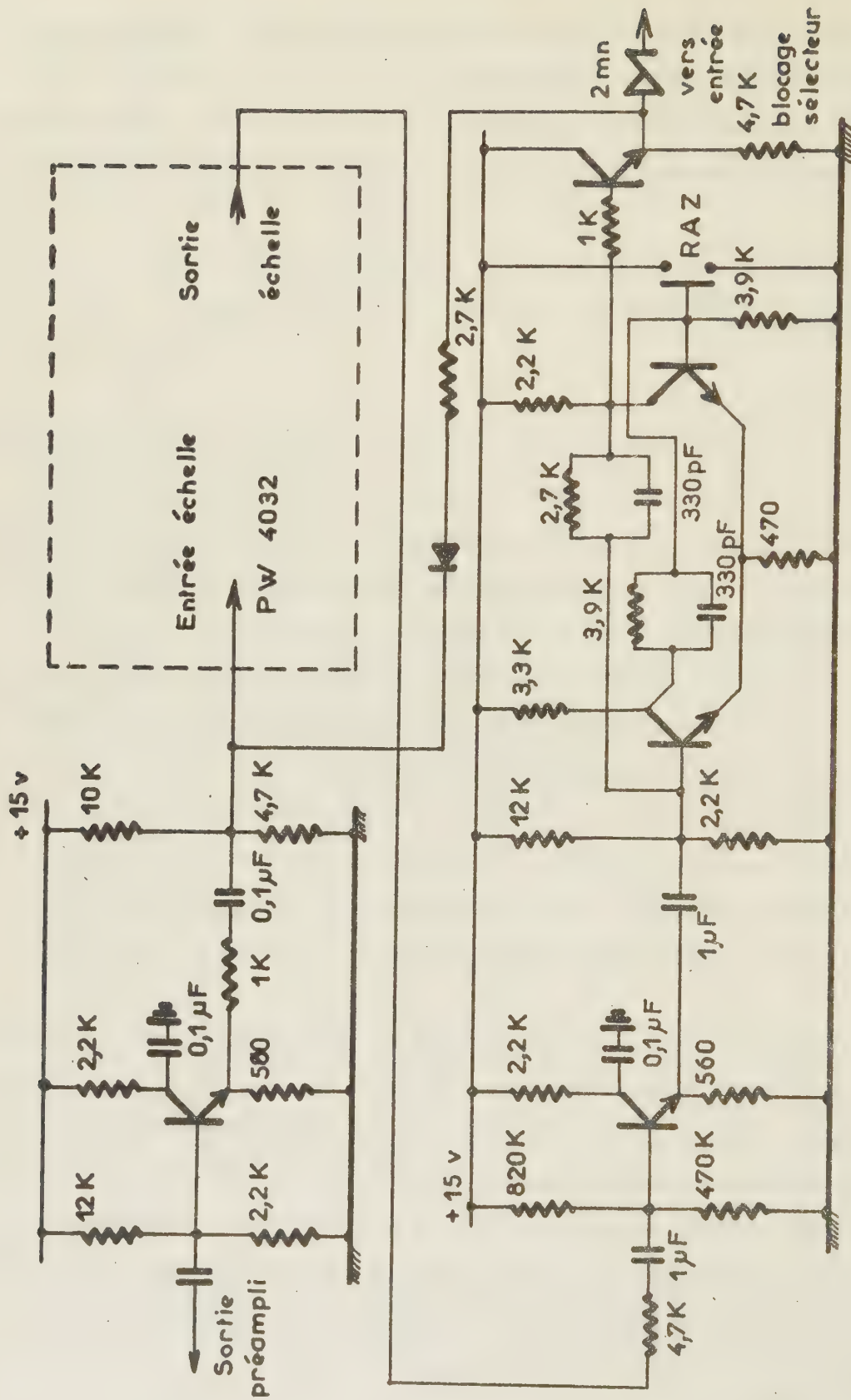


FIGURE 25 Schéma de montage

DESCRIPTION DU MONTAGE (Figure 26)

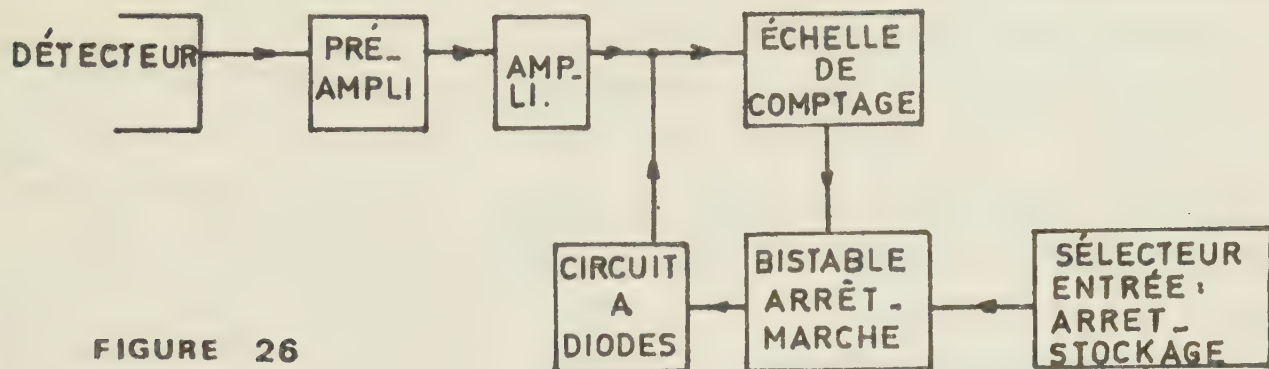


FIGURE 26

L'échelle de comptage utilisée est une échelle Philips PW 4032 de capacité maximum de comptage 1 ou 2 ou 4 fois (100.000 coups - 1), la vitesse maximum de comptage étant de 120.000 impulsions par seconde.

Cette échelle dispose de 5 étages décimaux et il est possible de se brancher directement sur chaque broche de sortie correspondant à chaque étage binaire et par conséquent de disposer de 10^1 , .. 10^5 impulsions.

C'est la sortie broche 11 correspondant à 10^5 impulsions qui sera utilisée le plus couramment. Cette sortie délivre une impulsion d'amplitude + 20 V et de durée environ 300 μ s. Quant aux autres sorties, les impulsions délivrées ont des niveaux supérieurs (-45 V) mais négatifs, ce qui nécessitera l'adjonction d'un simple étage inverseur pour leur utilisation (tous les montages ayant été prévus pour une attaque en positif)

Niveau d'attaque de l'échelle

Le niveau d'attaque de l'échelle est de 500 mV (tant en positif qu'en négatif).

On réalise donc une chaîne amplificatrice qui comprend :

- un étage préamplificateur à bas bruit (celui utilisé dans les chaînes normales de détection)
- un amplificateur à un seul étage à transistor de gain 10 environ suivi d'un émetteur suiveur pour sortie sous faible impédance.

Le gain total de l'ensemble en charge s'élève donc environ à 4000 (il est réglable d'ailleurs : voir préamplificateur).

On peut ainsi être assuré du comptage de " pratiquement " toutes les im -

pulsions délivrées par la jonction (les plus faibles bien sur).

Principe de fonctionnement (Figure 27)

Les impulsions délivrées par la jonction sont donc enregistrées par l'échelle de comptage. Si on a prédéterminé un nombre de coups égal par exemple à 10^5 la sortie du 5ème étage binaire délivre, lorsque la 100.000^e impulsion arrive, une impulsion (+ 20 V) qui attaque à travers un émetteur suiveur, une " bascule " bistable à 2 états de fonctionnement. Cette impulsion fait passer le bistable de son état 1 à son état 2. Sur le collecteur du transistor qui passe à son état bloqué, on note donc un échelon de tension de l'ordre de 10 volts environ. Cet échelon de tension positif sert :

a) à attaquer, à travers un émetteur suiveur et une diode Zener (5 à 6 V) l'entrée blocage du sélecteur qui nécessite une tension positive de 8 à 10 volts.

Lorsque cet échelon est délivré au sélecteur (entrée blocage du convertisseur) le stockage des impulsions s'arrête.

b) à polariser convenablement un circuit à diodes, branché à l'entrée de l'échelle qui courtcircuitera alors les impulsions négatives délivrées par la jonction et chaîne amplificatrice. Ainsi les impulsions ne seront plus comptées par l'échelle (qui restera à zéro).

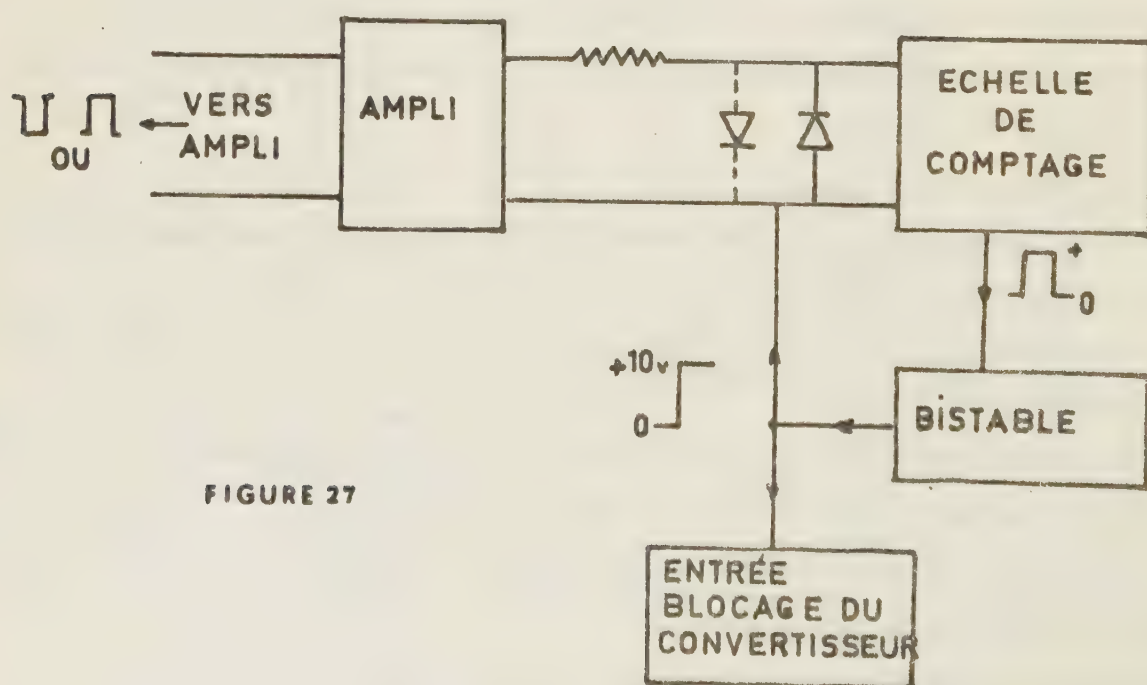


FIGURE 27

Pour relancer le système et commencer une nouvelle mesure, il suffit de faire " une remise à zéro " qui consiste à refaire passer le bistable à son état initial. Le circuit à diodes d'entrée ne court-circuite plus les impulsions de jonction et la diode Zener d'attaque de sélecteur n'est plus conductrice : le système fonctionne à nouveau.

Les tests réalisés sur ce dispositif ont montré son bon fonctionnement. Sur une même jonction, on a branché l'entrée directe du sélecteur et l'entrée du dispositif dont nous venons de parler. Le nombre de coups relevé au sélecteur était pratiquement celui prédéterminé par l'échelle, à savoir 100.000 environ.

CHAPITRE IV

ETUDE DE LA REACTION (C^{12} pp C^{12})

Nous n'avons pas fait de mesures systématiques et complètes de distributions angulaires de sections efficaces.

Cette étude sommaire a été faite essentiellement dans le but de disposer de tous les éléments utiles pour les mesures de polarisation d'une part ; d'autre part pour retrouver des résultats déjà connus, afin de s'assurer d'une réalisation correcte des dispositifs expérimentaux utilisés.

I - COURBE D'EXCITATION (Figure 28)

Il s'agit ici d'une simple diffusion sur cible de carbone et cette courbe consiste à mesurer la dépendance du nombre N de protons diffusés dans une direction θ donnée pour un nombre N_1 de protons incidents lorsque l'énergie incidente varie.

$$N(E) = f(E)$$

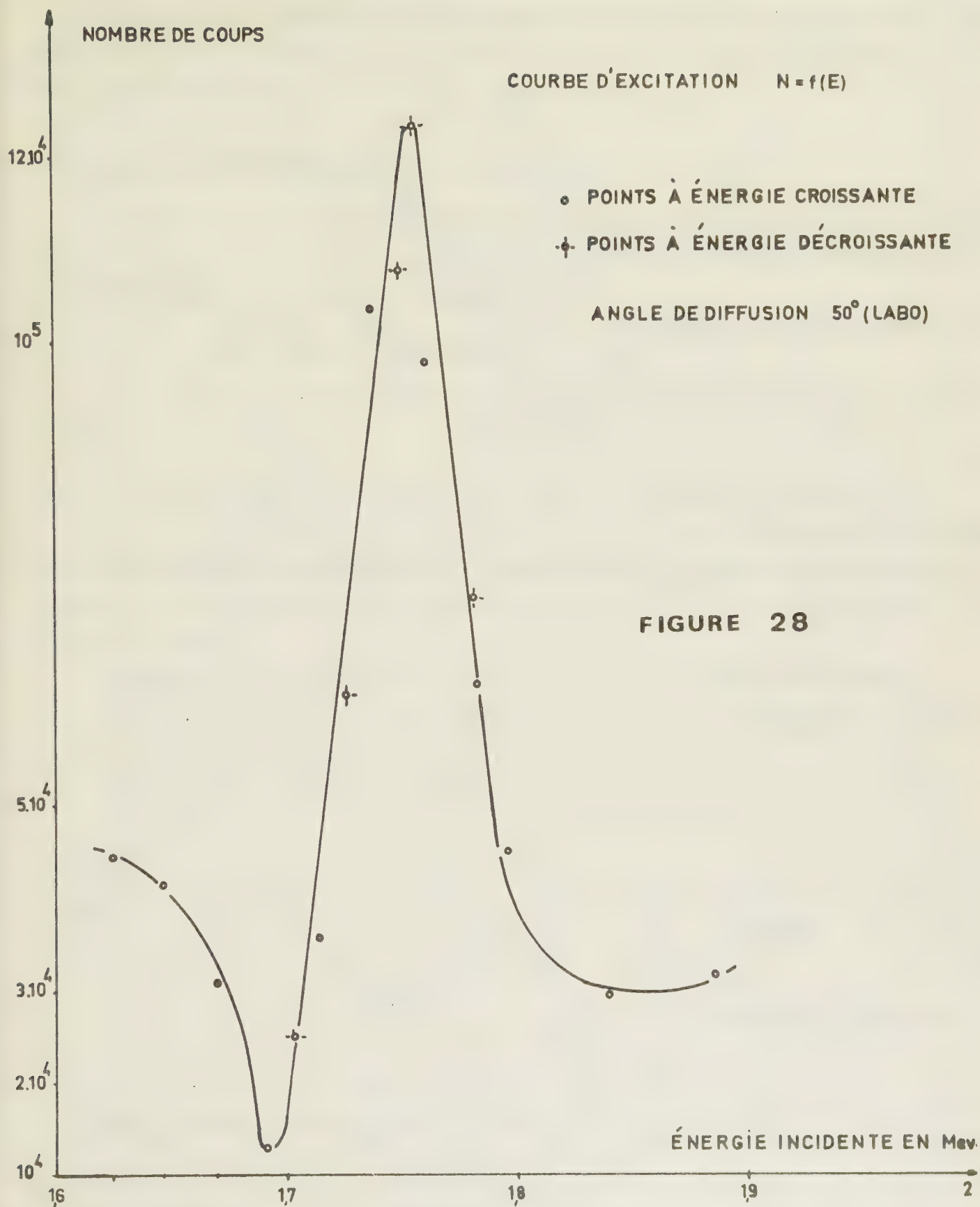
- Données expérimentales

La cible de carbone utilisée est placée perpendiculairement au faisceau de protons incidents.

Un détecteur à jonction type RCA de 2 mm^2 de section est disposé dans une direction fixe faisant un angle θ (laboratoire) avec la direction du faisceau incident.

Il enregistre le nombre de protons diffusés dans cette direction. Les impulsions délivrées par ce détecteur à jonction sont envoyées à travers un préamplificateur au sélecteur multicanaux Intertechnique (400 canaux).

Quant au nombre constant de protons incidents, il est déterminé par un inté-



grateur de courant préréglé, relié à la chambre à diffusion qui se trouve isolée électriquement (Figure 29).

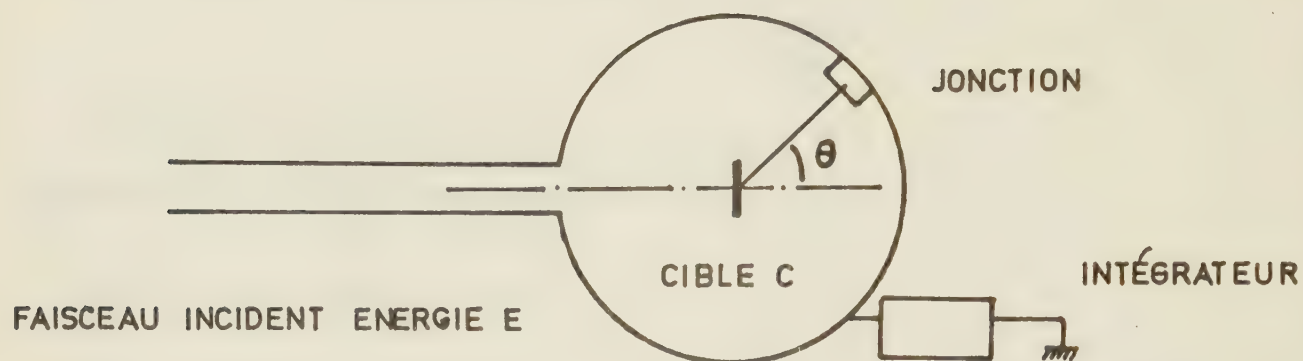


FIGURE 29

On fait varier l'énergie de 1,5 MeV à 2 MeV par valeurs croissantes, puis par valeurs décroissantes.

Cette courbe d'excitation est identique à celle donnée par BLOCH. (Figure 30)

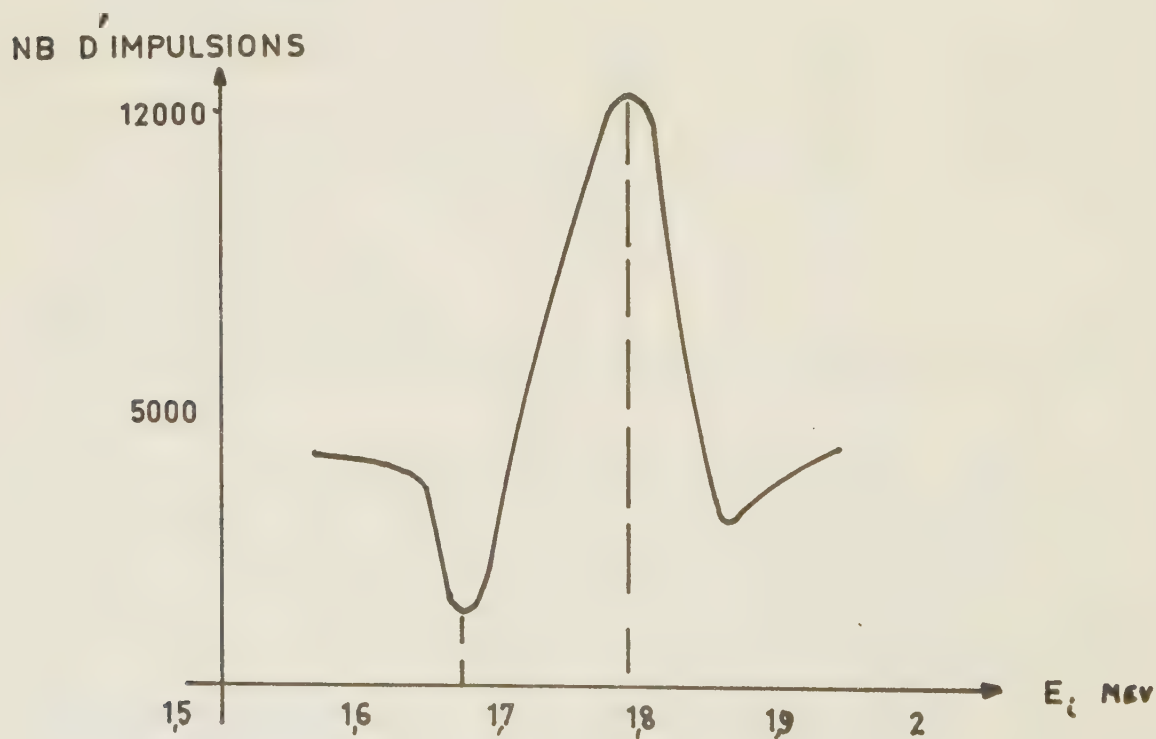


FIGURE 30

Pour une énergie incidente de l'ordre de 1,75 MeV le noyau composé $C^{12} + p$ correspond à un niveau de N^{13} : il y a résonance c'est à dire accroissement considérable de la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{d\Omega}$.

II - DISTRIBUTION ANGULAIRE DE LA REACTION $C^{12}(pp)C^{12}$

Pour une valeur donnée de l'énergie des protons incidents maintenue constante pendant la mesure, on cherche la dépendance du nombre N de protons diffusés à l'égard de l'angle θ de diffusion que l'on fera varier.

1/ $N = f(\theta)$ à $E = \text{constante}$ (Figure 31)

2/ d'autre part on cherchera la dépendance de l'énergie diffusée à l'égard de l'angle de diffusion.

$E_{\text{diff}} = f(\theta)$ à $E_i = \text{constante}$ (Figure 32 et 33)

Pour faire cette étude il est nécessaire de procéder à l'étalonnage du sélecteur 400 canaux Intertechnique en énergie, et de déterminer expérimentalement les conditions optima de travail (niveau d'impulsion, rapport $\frac{\text{signal}}{\text{bruit}}$, résolution) pour les jonctions utilisées.

Etude de la jonction RCA (Figure 34)

a) Courbe donnant la variation de la position du pic sur le sélecteur en fonction de la polarisation de la jonction.

Montage de la jonction en impulsions négatives.

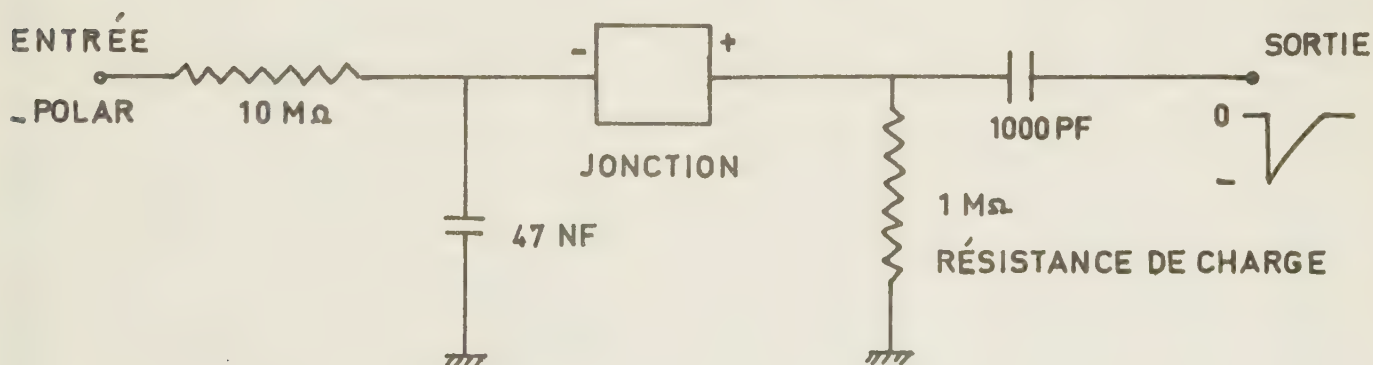


FIGURE 34

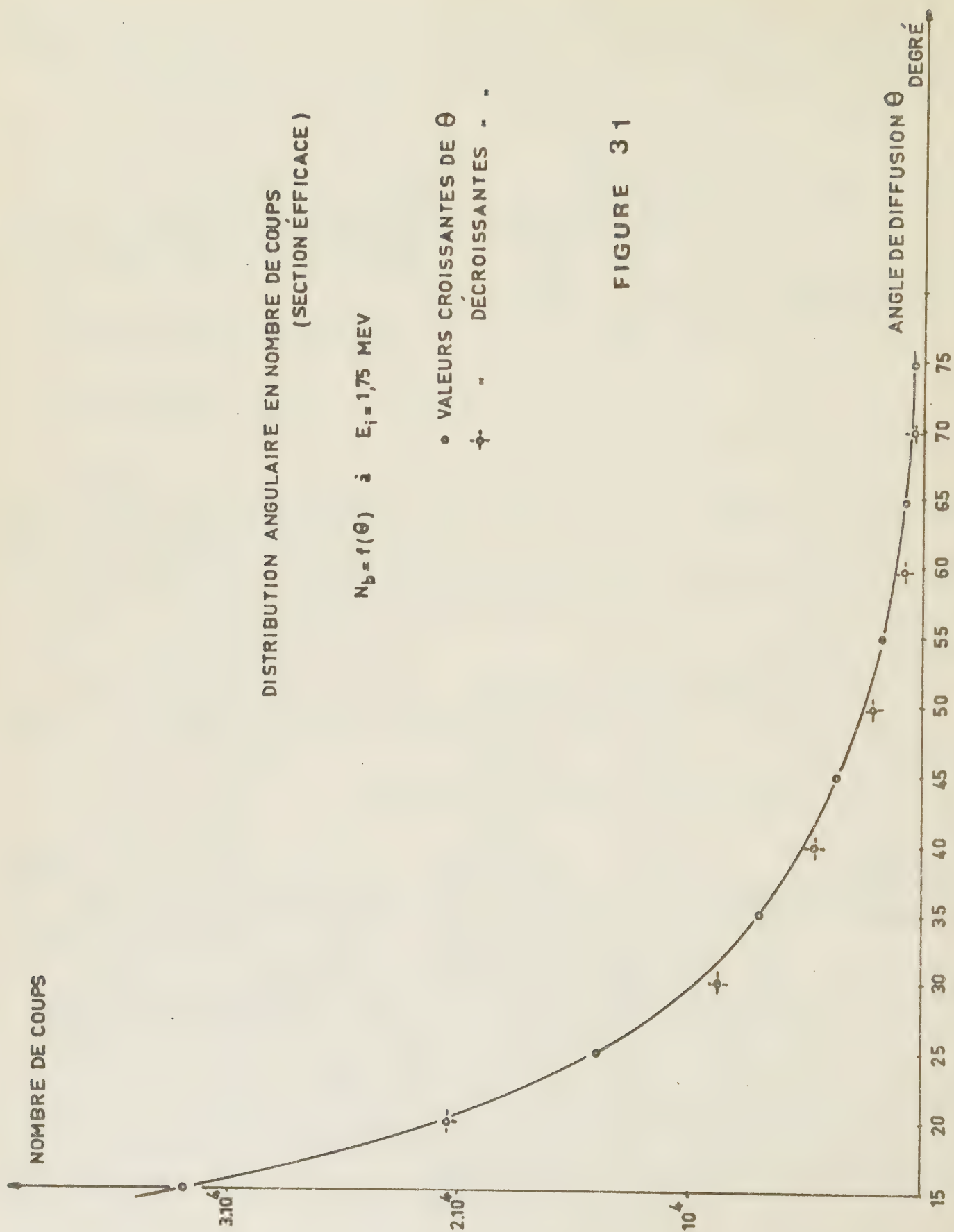


FIGURE 31

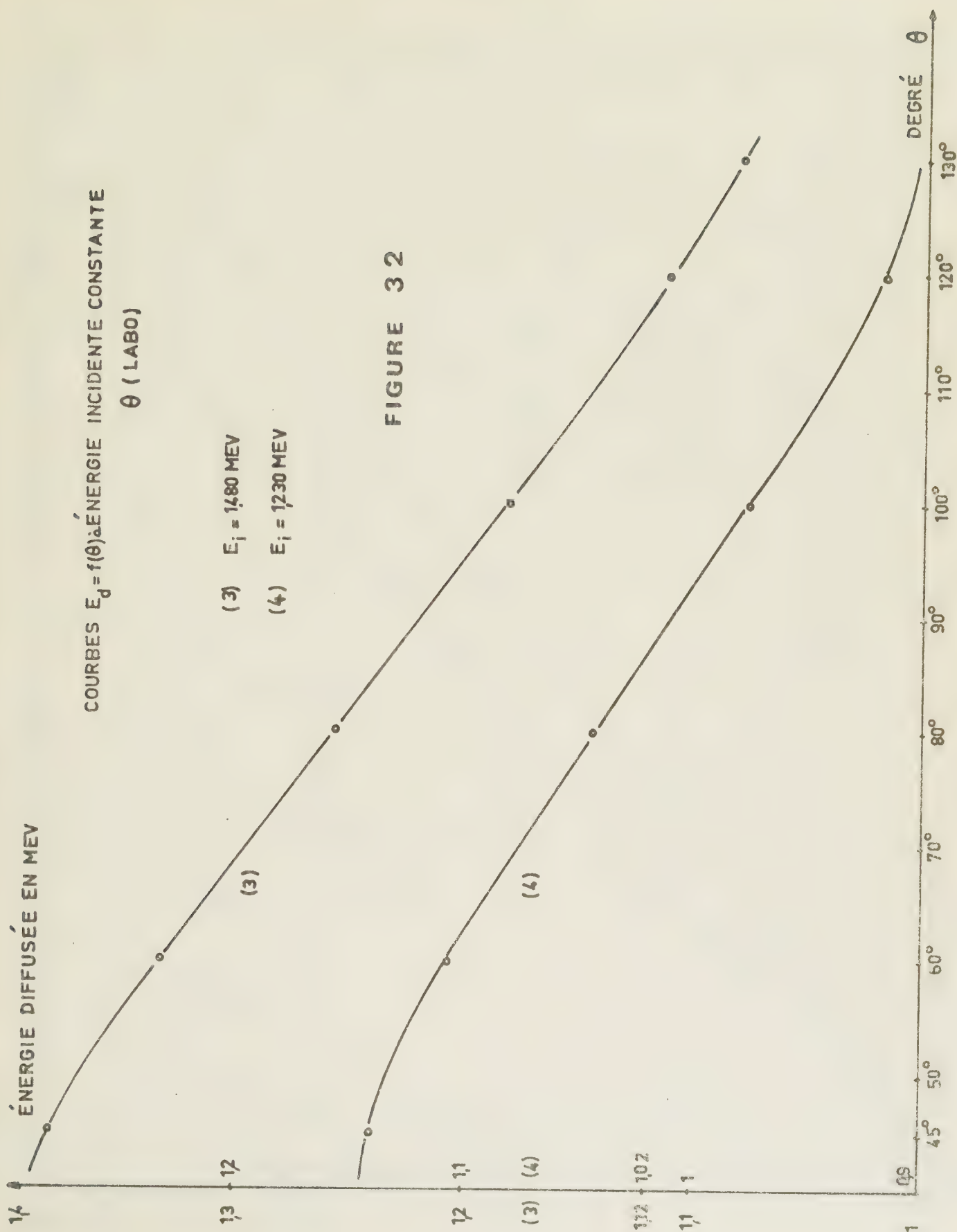
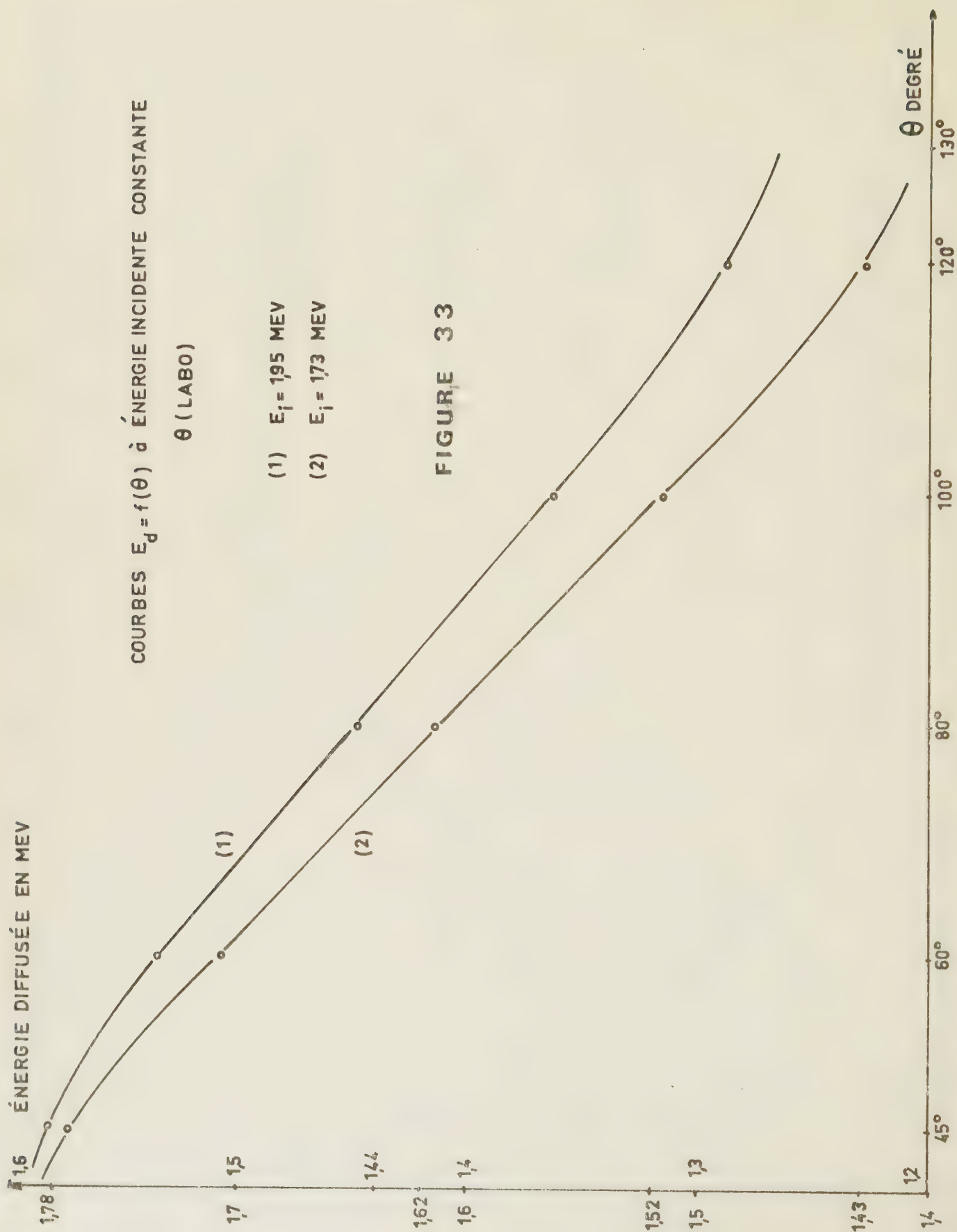


FIGURE 32



Cette courbe présente deux régions caractéristiques où la hauteur d'impulsion (c'est à dire n^0 de canal) varie sensiblement linéairement en fonction de la tension inverse de polarisation de la jonction.

Nous avons travaillé dans la région II à faible pente où une augmentation de 10 volts de la tension à polarisation donne un déplacement du pic de 6 canaux.

b) Influence de la tension inverse de polarisation sur la résolution :

Nous retrouvons bien dans cette étude rapide ce que nous avons indiqué dans le paragraphe concernant les caractéristiques des détecteurs à jonction utilisés. La résolution passe par un minimum pour une valeur de la tension V.

Étalonnage du sélecteur en énergie (Figures 35-36 et 37)

Pour réaliser cet étalonnage nous avons utilisé une cible d'or placée perpendiculairement au faisceau de protons incidents et nous avons relevé les différents pics de diffusion élastique pour des angles (H) (laboratoire) de diffusion égaux respectivement à 60, 80, 100 et 120°.

Dans ce cas la relation théorique qui lie l'énergie incidente et l'énergie diffusée sous l'angle θ est :

$$E_1 \xrightarrow{\text{laboratoire}} = E_0 \left(1 - k \sin \frac{2\theta}{2} \right) \quad (\text{Figure 38})$$

$$\left. \begin{array}{l} E_0 = \text{énergie incidente} \\ E_1 = \text{énergie diffusée} \end{array} \right\} \quad \text{dans le système du laboratoire}$$

θ = l'angle de diffusion dans le système du C.M.

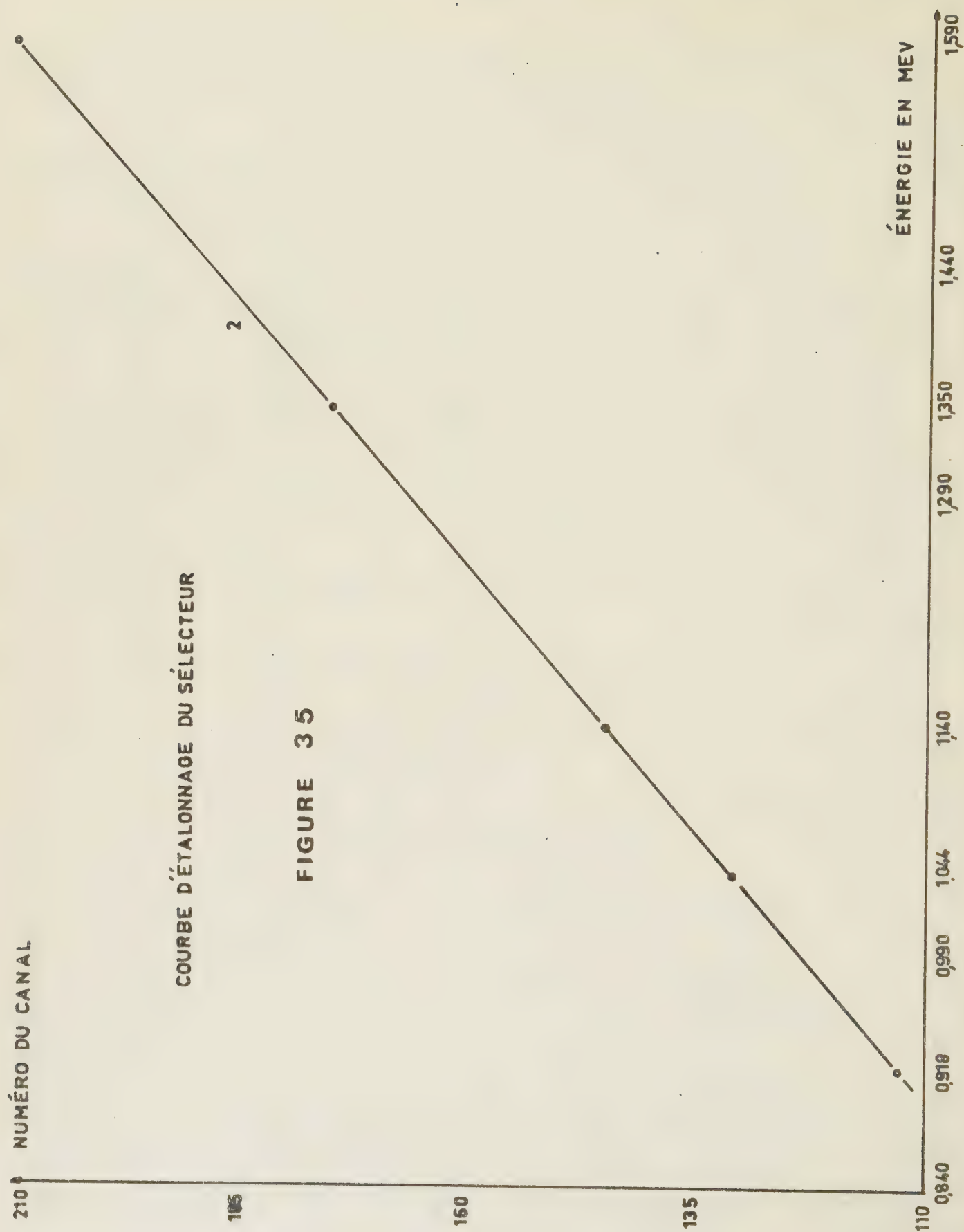
$$\text{avec } \operatorname{tg} (H)_{(\text{labo})} = \frac{\sin \theta}{\cos \theta + \gamma} \quad \text{et} \quad \gamma = \frac{m_1}{m_2}$$

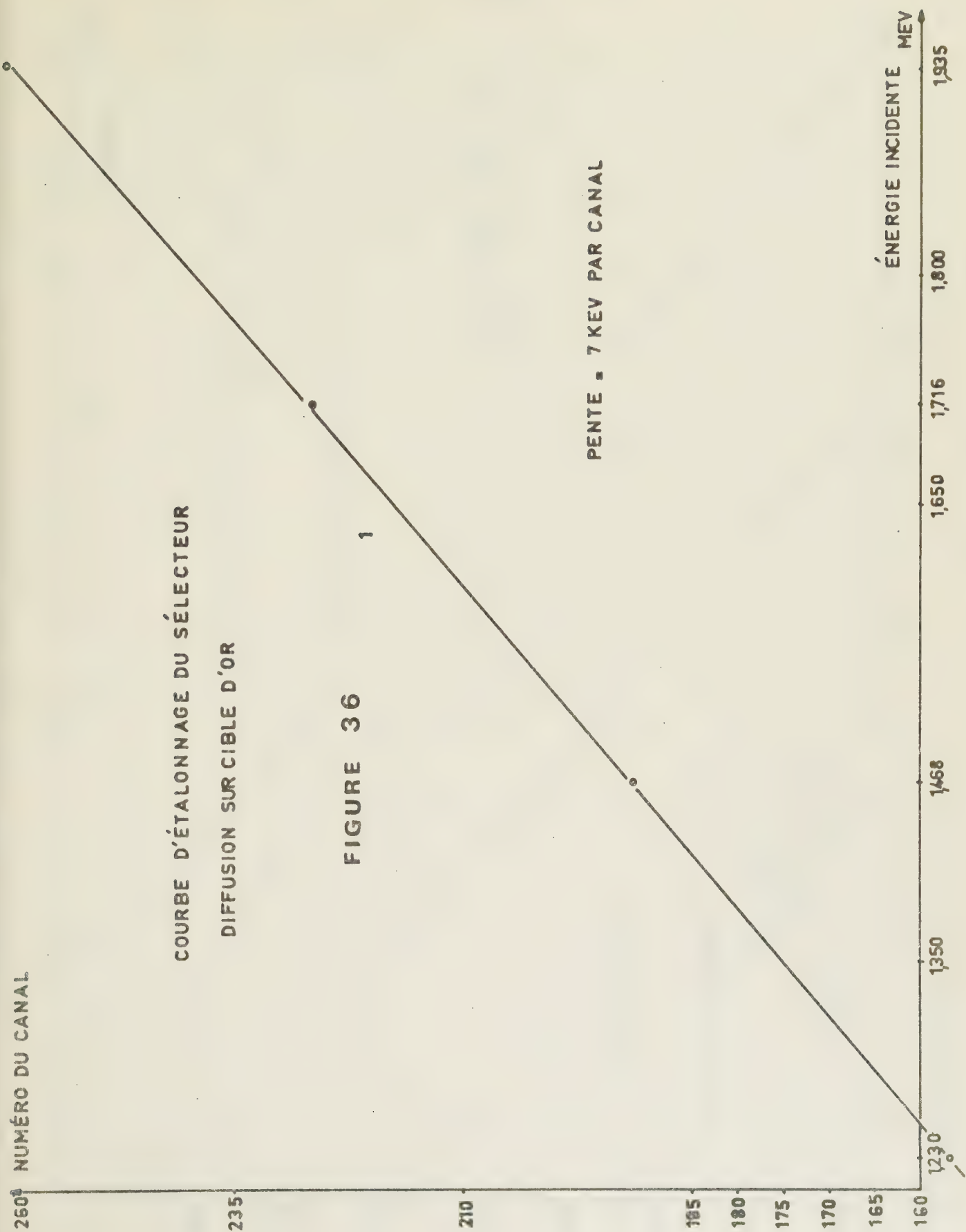
$$\gamma \left(= \frac{1}{2} \text{ pour C} \right)$$

$$k = \frac{4 m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2}$$

$k = 0,02$ pour l'or.

Le calcul donne, par exemple pour une valeur de $(H) = 45^\circ$ c'est à dire $\operatorname{tg} (H) = 1$, $k \sin^2 \frac{\theta}{2} \simeq \frac{4}{1000}$, de telle sorte qu'il est possible de considérer l'énergie des protons diffusés à cet angle comme étant égale à l'énergie des protons incidents.





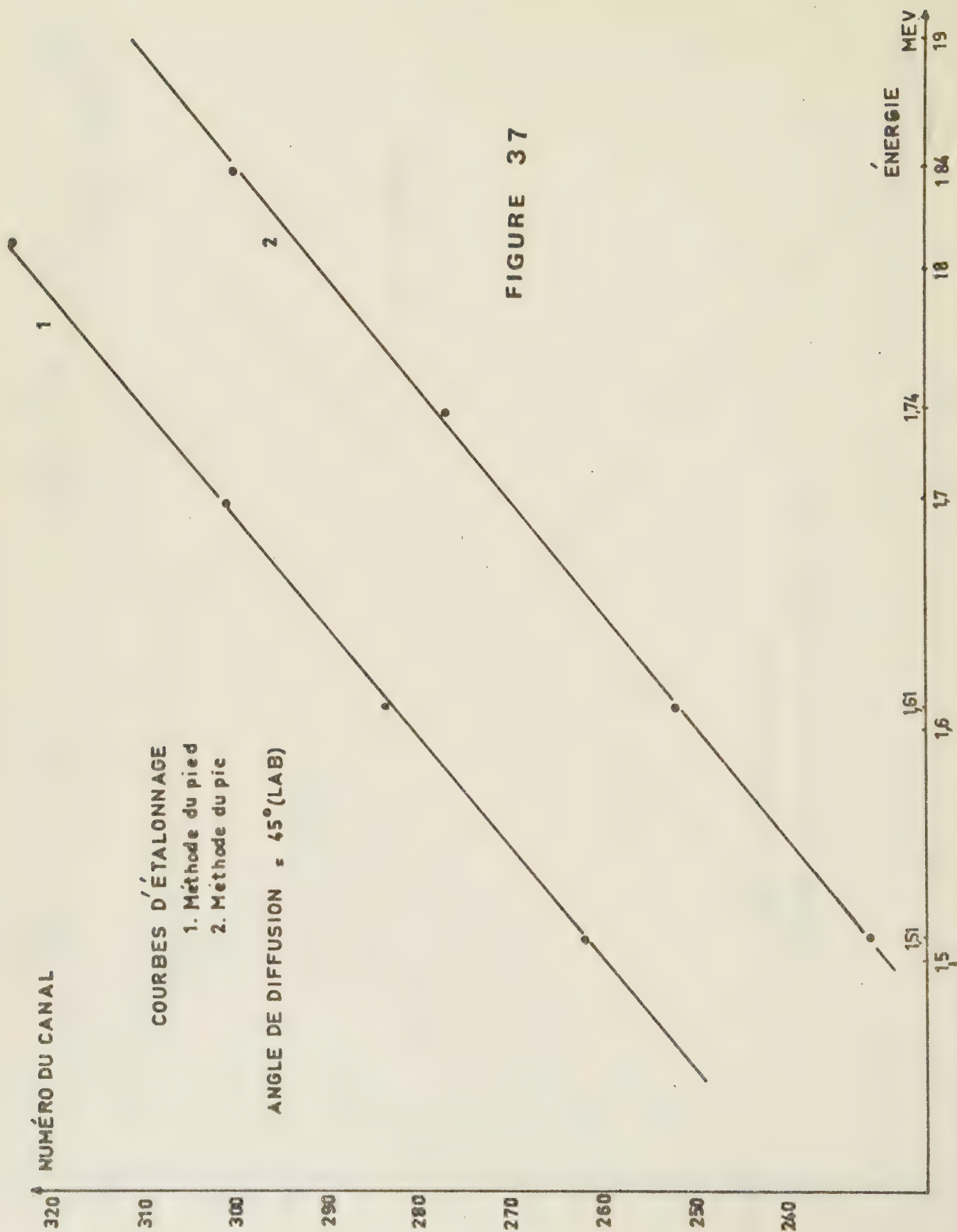


FIGURE 37

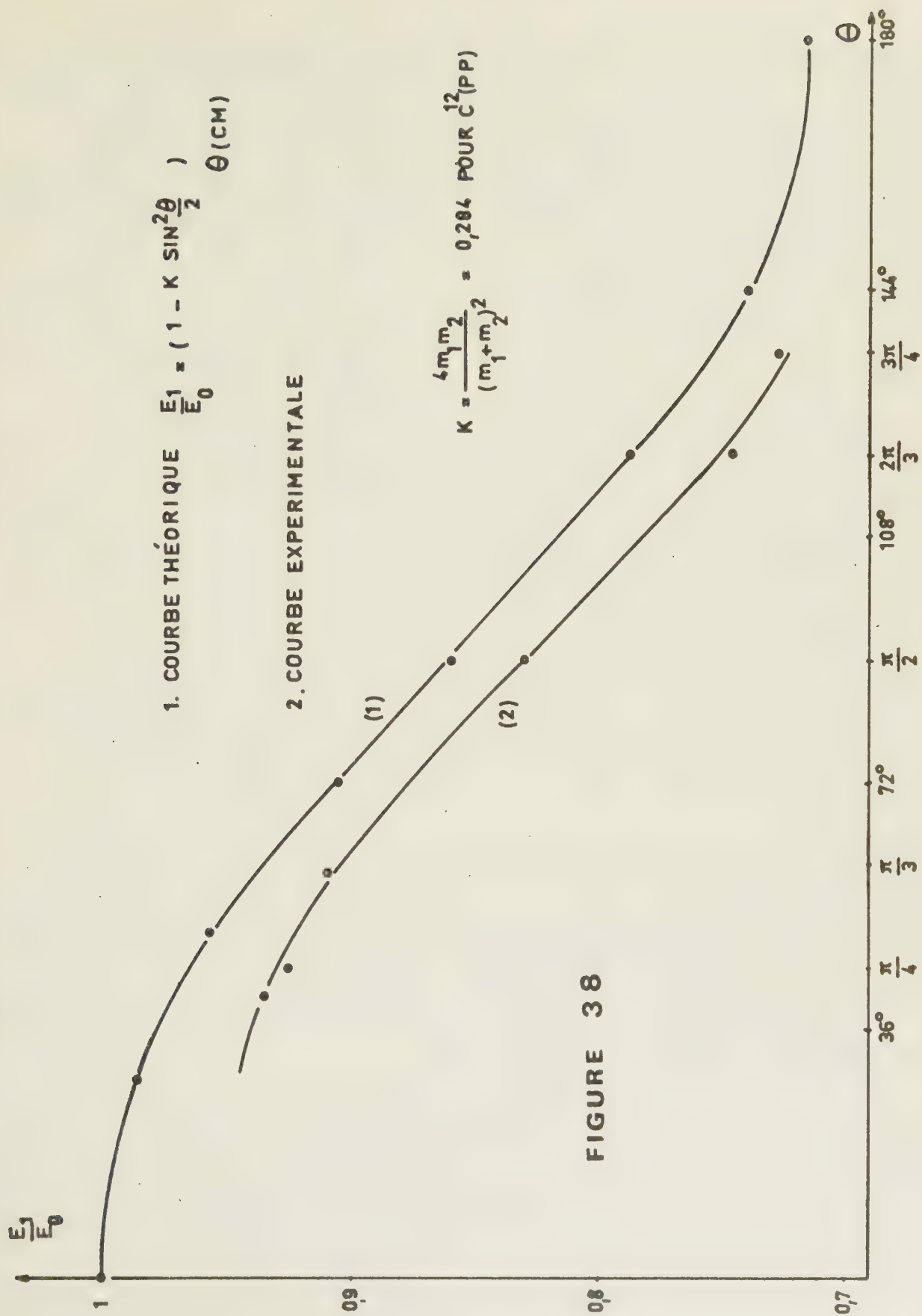


FIGURE 38

Pour un angle donné, nous avons donc choisi quatre énergies incidentes différentes déterminées avec précision (2 KeV) par la méthode de résonance magnétique. A chaque valeur de l'énergie correspond un pic de diffusion élastique.

En portant en abscisse l'énergie diffusée (égale à l'énergie incidente dans le cas de l'or) et en ordonnée le numéro du canal, nous avons tracé la courbe d'étalonnage du sélecteur. (Figure 39)

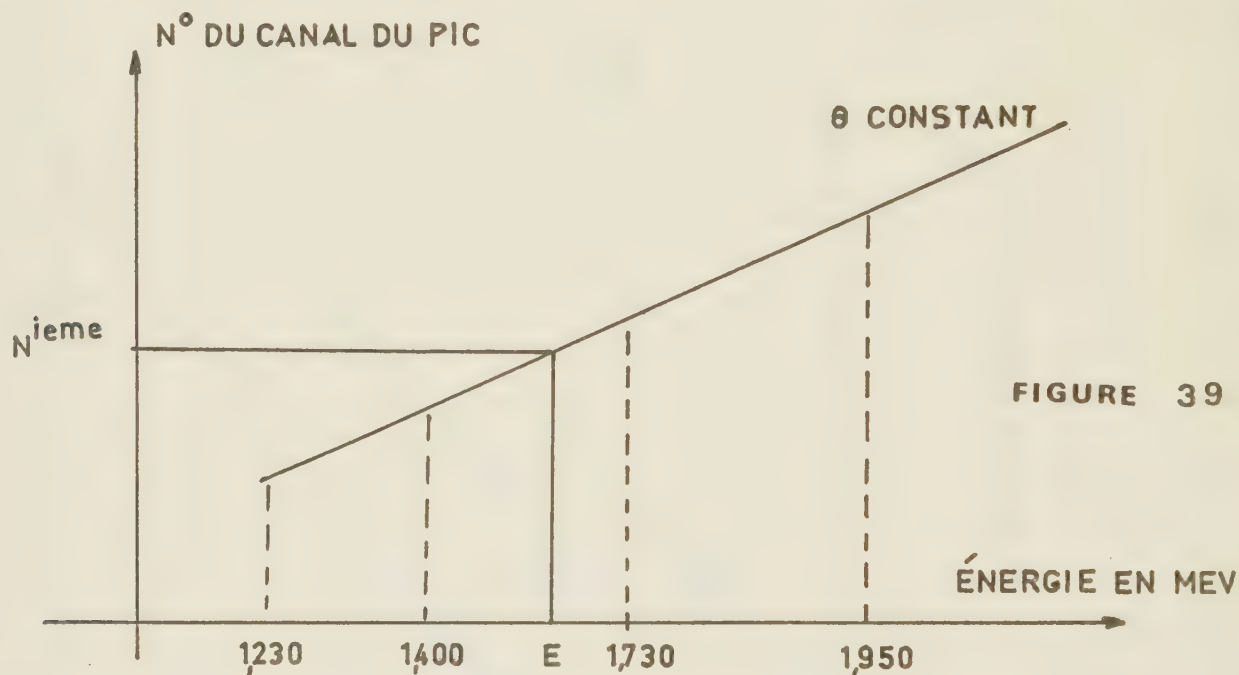


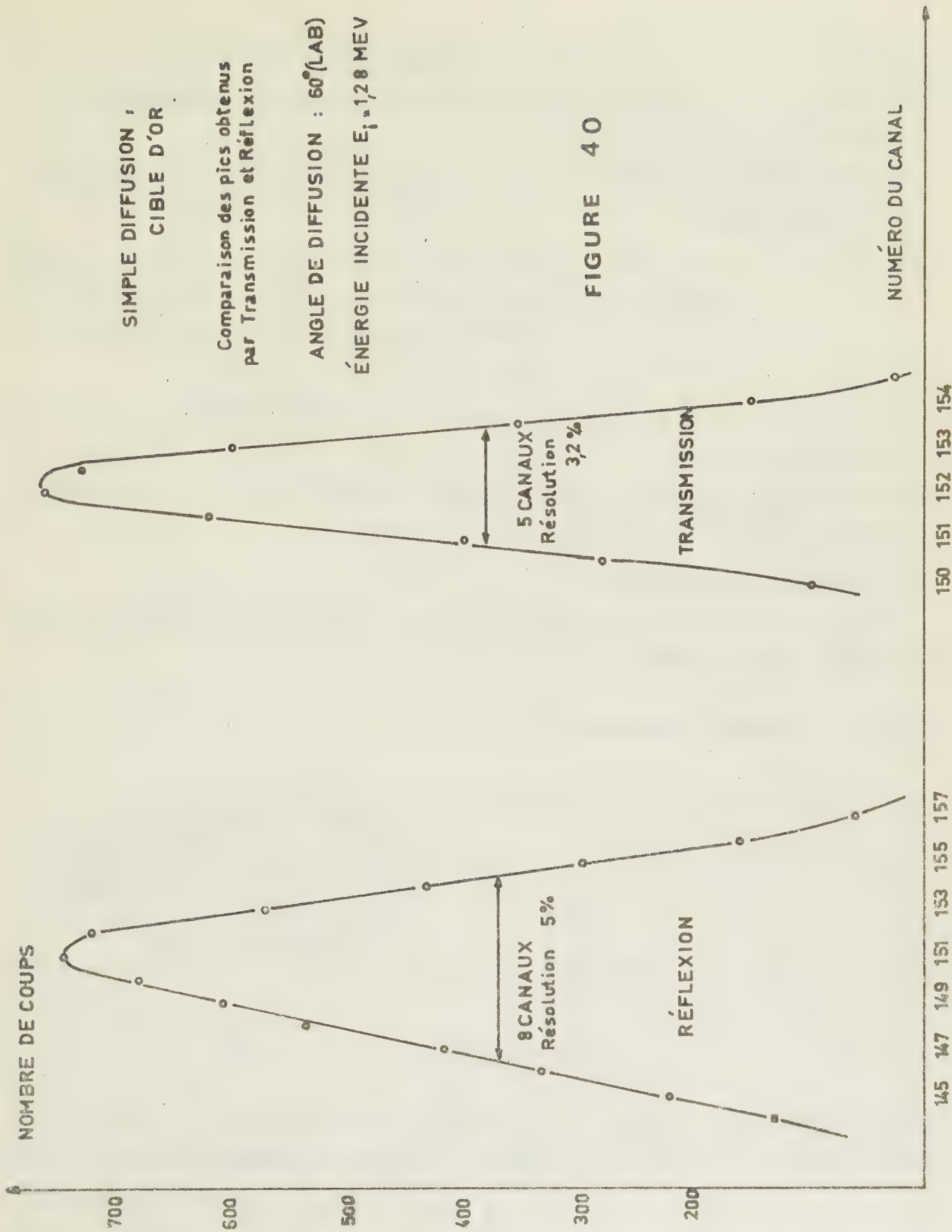
FIGURE 39

Pour faire une détermination d'énergie diffusée à l'aide de cette courbe, il est maintenant impératif de conserver la même jonction, la même polarisation de jonction, le même gain de préamplificateur et les mêmes caractéristiques du gain du sélecteur et les mêmes conditions d'enregistrement.

On fera d'ailleurs au cours de la manipulation quelques tests pour s'assurer que la courbe d'étalonnage est toujours valable.

Pour le relevé de cette courbe d'étalonnage nous avons fait plusieurs essais comparatifs en travaillant soit par réflexion, soit par transmission. Il s'est avéré expérimentalement que le phénomène de dispersion en énergie était moins important en transmission qu'en réflexion, ce qui se traduit par un pic moins large donc une meilleure résolution. (Figure 40)

Ceci semble normal à priori, si on considère que, pour une même cible étu-



diée en réflexion et en transmission, le proton qui diffuse sur le noyau de la dernière couche doit d'abord traverser une certaine épaisseur avant diffusion puis une autre épaisseur après diffusion.

Observation de l'énergie des protons traversant une cible mince de carbone

a) Transmission :

Soit $\frac{dE}{dx}$ perte d'énergie par unité de longueur de lame traversée ; $\frac{dE}{dx}$ est aussi fonction de l'énergie incidente E_0 de la particule donc on posera $\left(\frac{dE}{dx}\right) E_0$.

Après traversée de e les protons ont l'énergie $E'_0 = E_0 - \left(\frac{dE}{dx}\right) E_0 \times e$ si e est l'épaisseur de la cible.

N.B. On négligera les diffusions multiples et on tiendra compte de la perte d'énergie de la particule au passage à travers la lame.

Représentation graphique

Pic de diffusion des protons traversant une lame d'épaisseur Δe à l'angle de diffusion Θ_1 . (Figure 41)

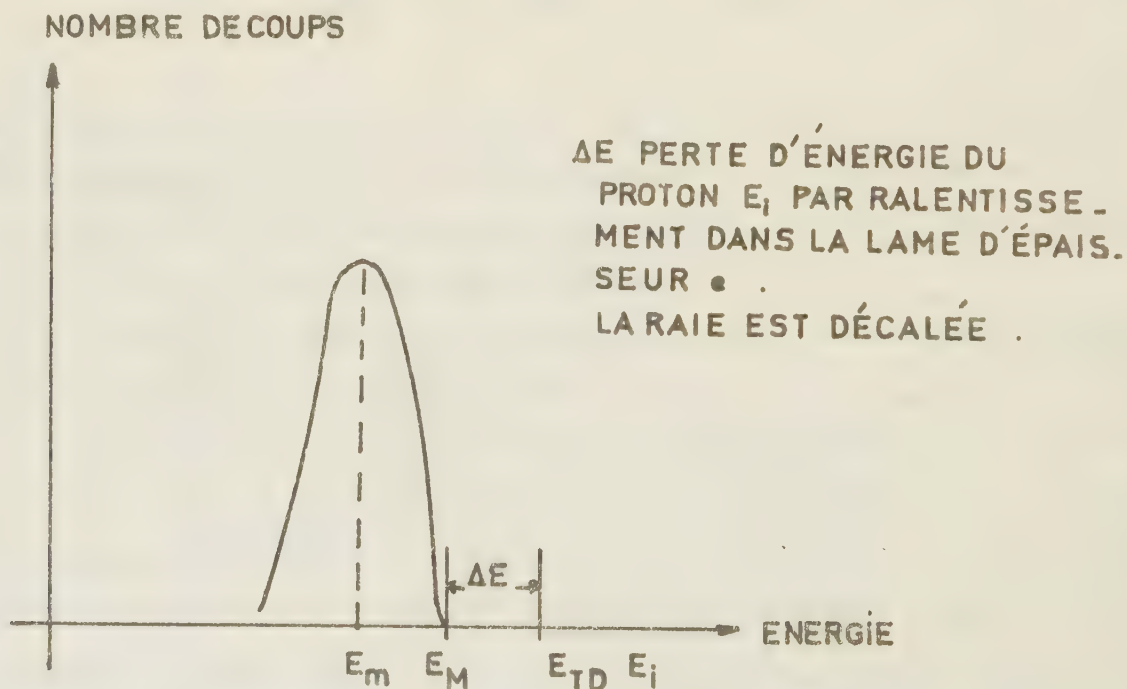


FIGURE 41

E_i énergie incidente du proton

E_{TD} énergie théorique du proton qui diffuse dans $(H)_1$

E_M énergie du proton qui diffuse sur un noyau cible de la surface de sortie

E_m énergie du proton qui diffuse sur un noyau du plan médian de la lame.

N.B. Il est bien évident que plus la lame est mince plus la perte d'énergie est faible, ce qui se traduira au sélecteur par une raie plus fine.

b) Réflexion (Figure 42)

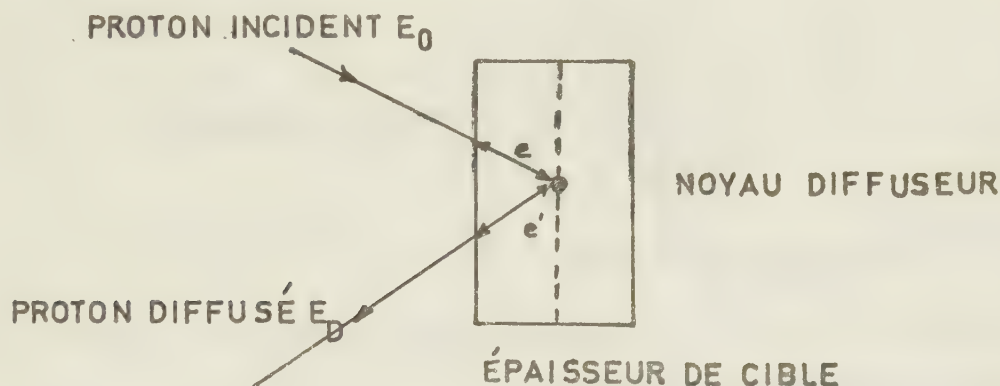


FIGURE 42

Pour un noyau diffuseur situé par exemple dans le plan indiqué sur la figure, il faut considérer :

- la perte d'énergie du proton incident E_0 par ralentissement dans la "portion" de lame d'épaisseur $= \frac{dE}{dx} E_0 \times e$.

- la perte d'énergie du proton diffusé E_d par ralentissement dans la partie de la lame d'épaisseur e' :

$$\frac{dE}{dx} E_d \times e' \quad \text{avec } E_d < E_0.$$

Pour les protons diffusant sur les noyaux de la surface d'entrée, il n'y a pas de perte d'énergie due à la traversée de la lame : ces protons auront alors l'énergie maximum de diffusion.

Représentation graphique : (Figure 43)

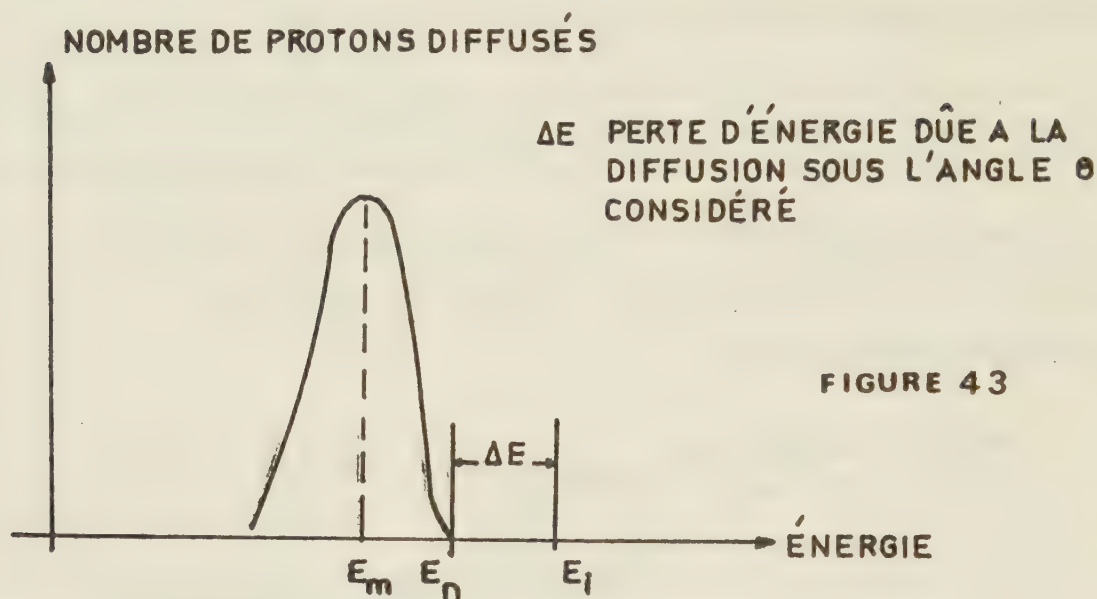


FIGURE 43

E_i énergie incidente des protons

E_D énergie des protons qui diffusent sur les noyaux de la surface d'entrée et qui ne pénètrent pas dans la lame

E_m énergie des protons qui diffusent sur les noyaux du plan médian de la cible.

avec $(E_m < E_D$

et $E_m < E_i$ car la chute d'énergie est due à :

- 1) - la diffusion (recul du noyau)
- 2) - la traversée d'une épaisseur de lame par transmission (e')

Si on considère une lame de plus en plus épaisse, l'énergie maximum E_D correspondant aux protons diffusant sur les noyaux de la surface d'entrée ne change pas.

Ainsi toutes les raies auront-elles cette énergie E_D en commun (mais le pic s'élargit de plus en plus). (Figure 44)

Nota 3 : Pour le relevé de la courbe d'étalonnage nous avons procédé de 2 façons différentes, compte tenu des considérations que nous venons de voir.

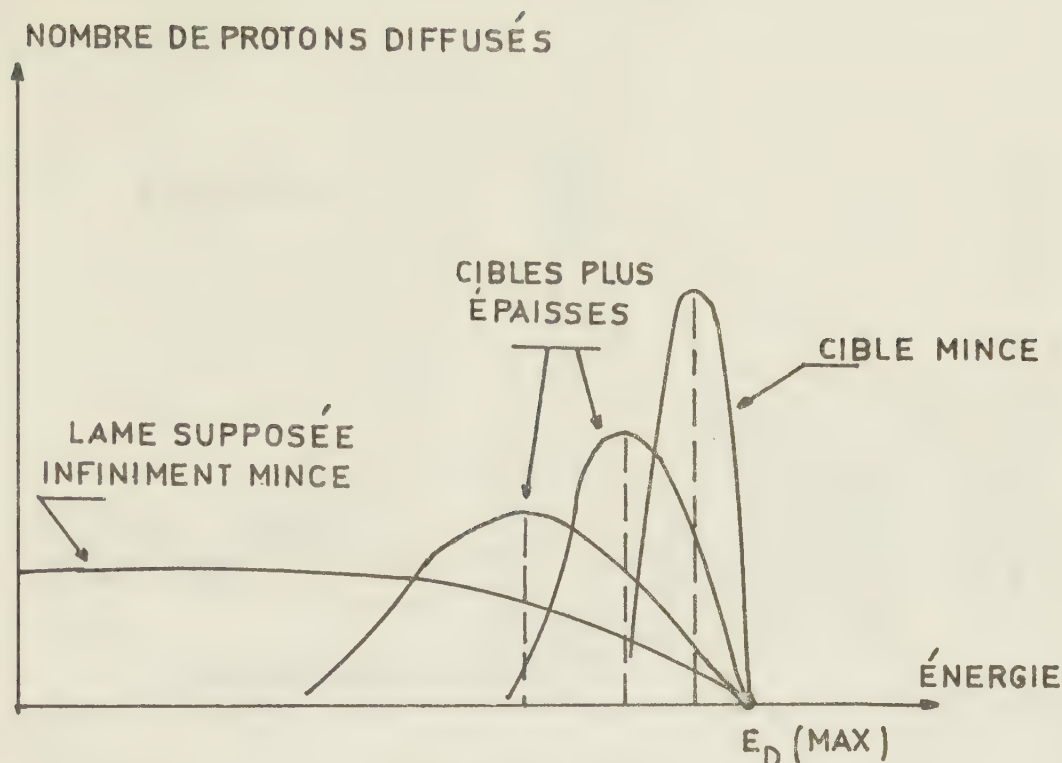


FIGURE 44

a) Méthode du pic

Il s'agit dans ce cas de déterminer l'énergie diffusée comme étant celle donnée par le " canal du pic ", c'est à dire par le canal de sommet de la courbe.

b) Méthode du pied " arrière " (Figure 45)

Il est nécessaire, dans cette méthode, de tracer les courbes correspondant aux différentes valeurs de l'énergie et de déterminer ainsi le canal du pied arrière du pic qui correspond à l'énergie maxima de diffusion (aussi valable par réflexion que par transmission).

Les fronts arrière des pics de diffusion étant très propres et très raides, on extrapolera linéairement cette partie du pic jusqu'à son intersection avec l'axe des énergies, c'est à dire l'axe où sera porté le numéro des canaux.

En conclusion, ces 2 méthodes ne présentent en réalité aucune différence sensible et donnent les mêmes résultats.

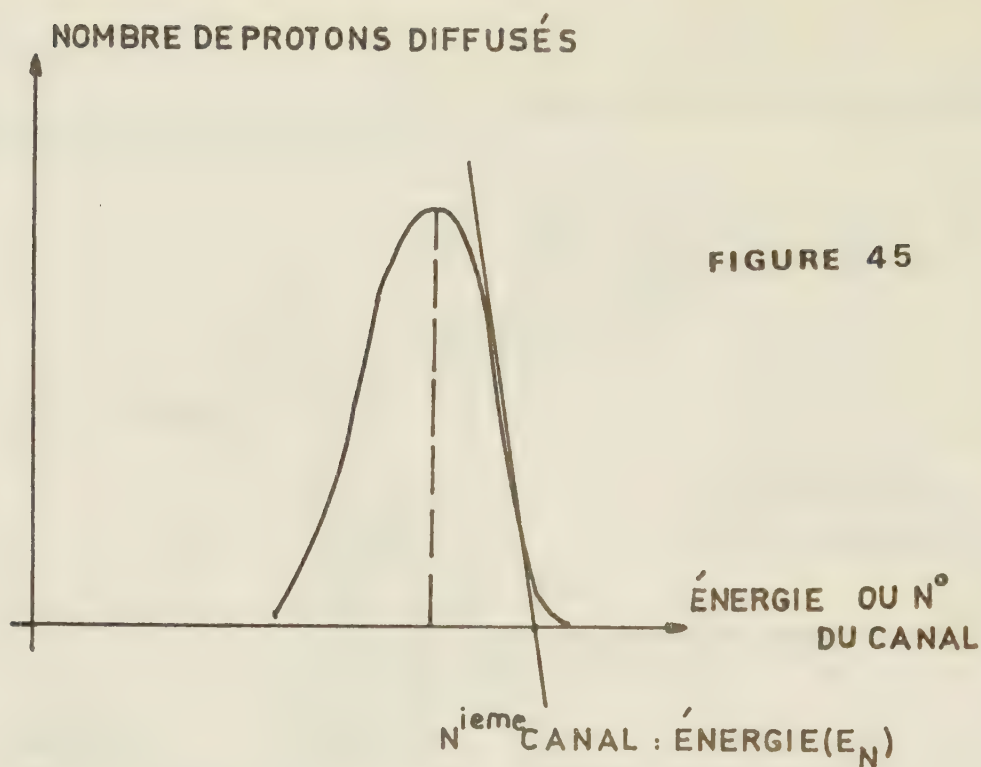


FIGURE 45

Cette courbe d'étalonnage étant tracée, il a donc été possible de " chiffrer le canal " en énergie en donnant la valeur de la pente de la droite d'étalonnage. Cette pente a été trouvée égale à :

$$6,83 \text{ KeV/canal}$$

Application à la détermination de l'épaisseur d'une cible mince (cible ou écran)

(Figures 46 et 47)

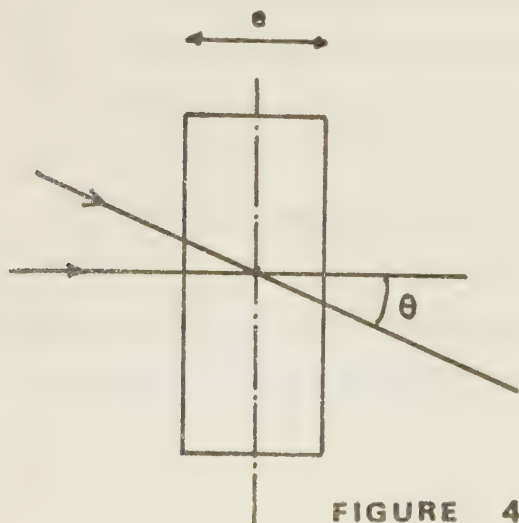


FIGURE 46

Considérons une lame d'épaisseur e placée initialement perpendiculairement au faisceau incident de protons.

Si on fait tourner cette lame de 45° par rapport à cette position initiale, les protons diffusant par exemple sur les noyaux de la dernière couche (surface de sortie) dans le cas d'une réflexion ou d'une transmission auront à traverser une épaisseur e' , telle que :

$$e = e' \cos \theta$$

$$e' = \frac{e}{\cos \theta}$$

FAISCEAU DIFFUSÉ A 60° PAR CIBLE D'OR — ÉNERGIE INCIDENTE = 1,48 MEV

NOMBRE DE COUPS

DÉTERMINATION DE L'ÉPAISSEUR D'UNE CIBLE DE CARBONE

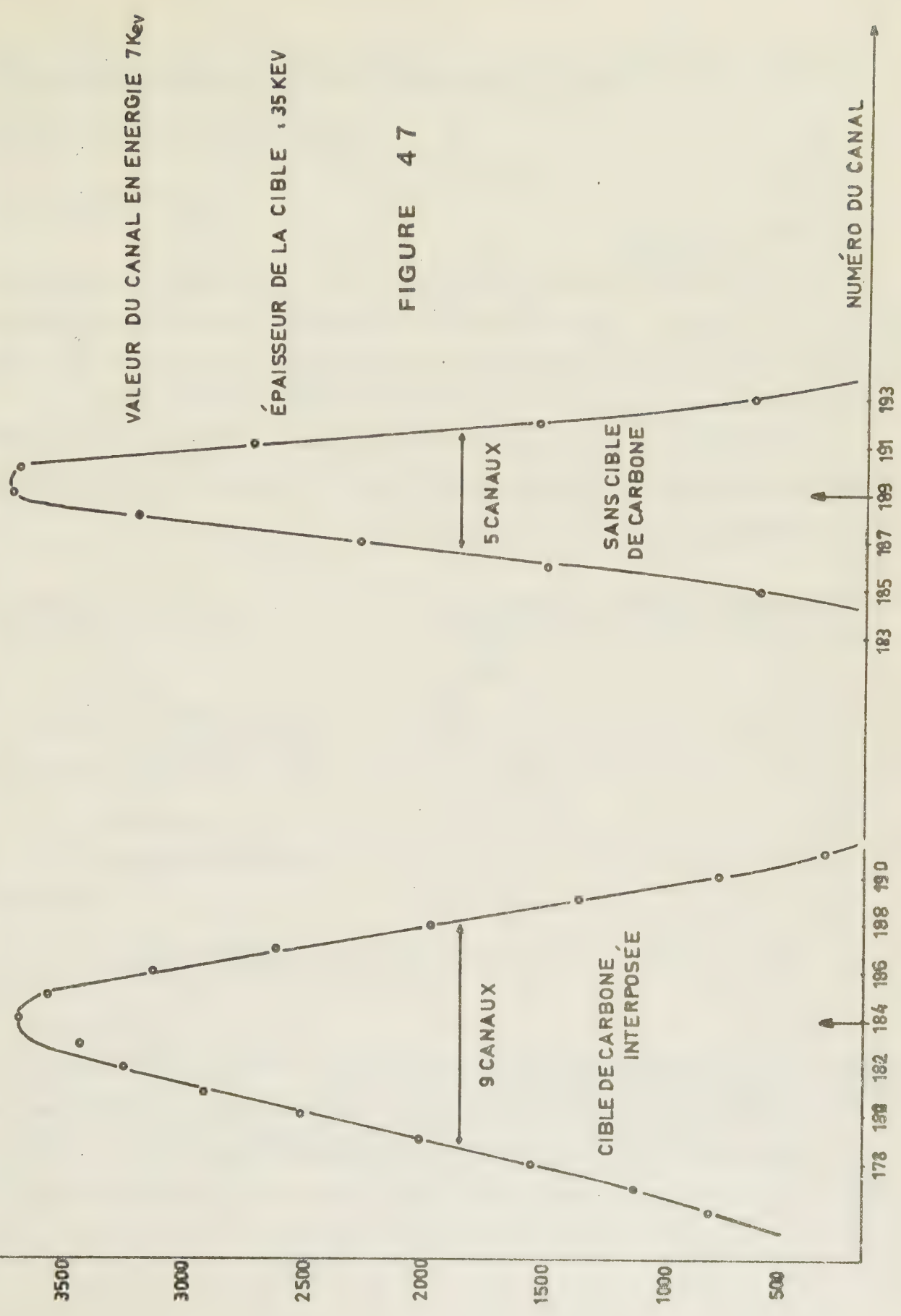


FIGURE 47

La variation d'épaisseur Δe est donc égale à $e' - e = e \left(\frac{1}{\cos \theta} - 1 \right)$.

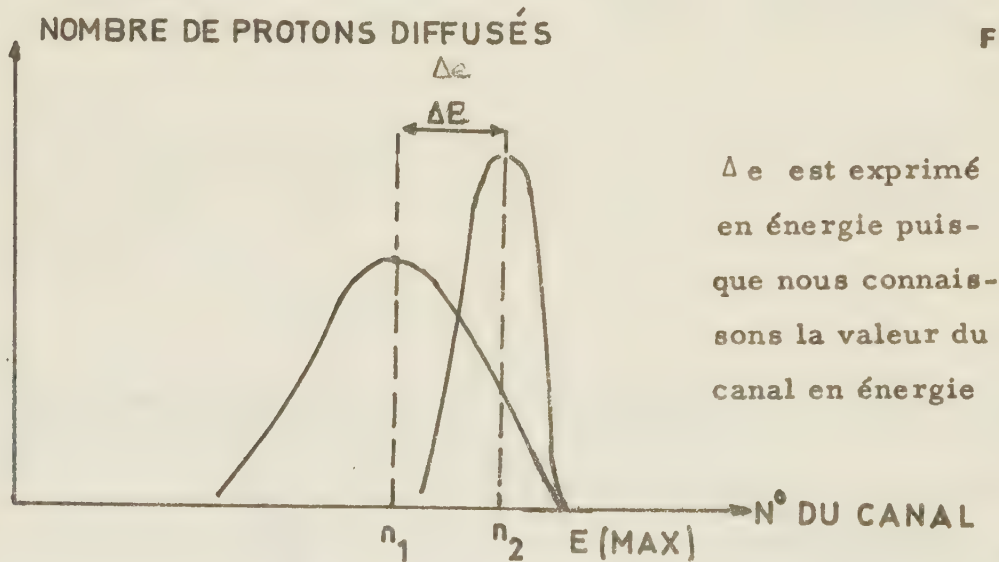
$$\text{Si } \theta = 45^\circ \quad \cos \theta = \frac{1}{2}$$

$$\text{donc } e' = e \left(2 - 1 \right) = 0,414 e.$$

$$\text{d'où } e = \frac{\Delta e}{0,414} \approx 2,414 \Delta e.$$

La manipulation consiste donc à faire deux enregistrements au sélecteur : le premier avec cible de carbone et écran de nickel (pour mesures de polarisation) perpendiculaire au faisceau, le deuxième avec cible faisant un angle de 45° par rapport à cette même direction, toutes choses étant égales par ailleurs.

Le déplacement du pic du canal n_1 au canal n_2 (avec $n_2 < n_1$) donnera la valeur en énergie de l'augmentation d'épaisseur Δe et par la même valeur en énergie de l'épaisseur e de la lame. (Figure 48)



Nota : Le nombre d'impulsions enregistrées pour un même nombre de particules incidentes augmente car l'épaisseur e de la lame étant passée d'une valeur e_1 à une valeur $e_2 > e_1$, le nombre de diffuseurs augmente.

III - DISTRIBUTIONS ANGULAIRES EN ENERGIE $C^{12}(pp)C^{12}$

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Energies utilisées :

	1,950	1,770	1,480	1,230 MeV
Angles	45°, 60°, 80°, 100°, 120°, 130°			

(1) Courbes N_{nb} de coups = $f(\theta)$ à $E = \text{constante}$ (Figure 31)

(2) Courbes d'énergie diffusée = $f(\text{énergie incidente})$ à $\theta = \text{constante}$

On a tracé les courbes à $\theta = 45^\circ, 60^\circ, 80^\circ, 100^\circ, 120^\circ$ (Figures 49-50)

(2 bis) Courbe $E_d = f(E_i)$ à $\theta = 45^\circ$ avec écran de nickel. (Figures 51 et 52)

a) Ecran de nickel perpendiculaire à la direction de diffusion. (Nous verrons plus loin l'utilité de 2 courbes a/ et b/ en ce qui concerne les mesures de polarisation).

Le sélecteur ayant été étalonné, il est facile de déterminer la perte d'énergie des protons diffusés à 45° par la cible de carbone à la traversée de la lame de nickel.

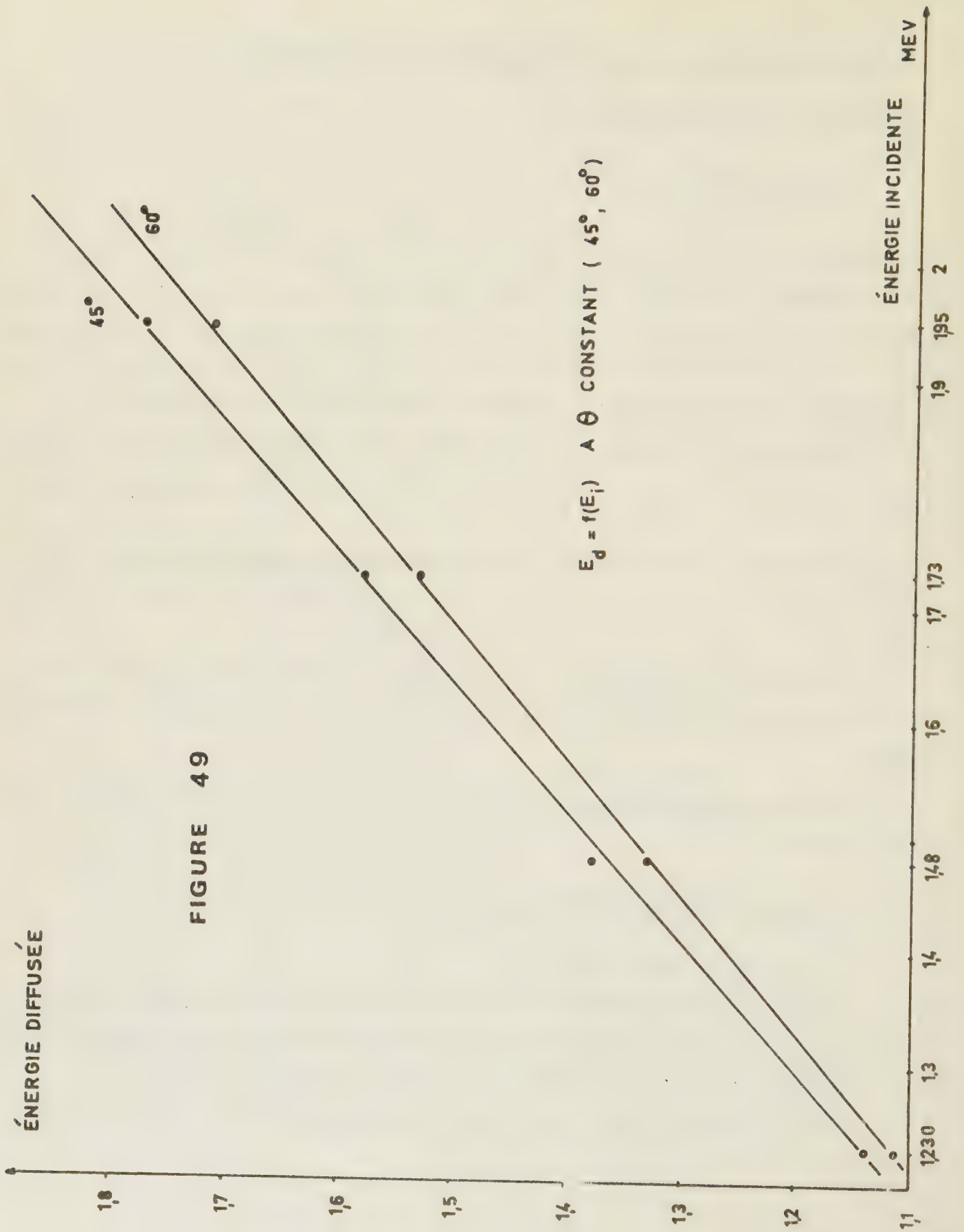
b) Ecran nickel oblique afin d'augmenter l'épaisseur de la lame présentée au faisceau diffusé.

IV - LES CIBLES DE CARBONE

1/ Choix d'une cible solide

Le choix de cibles solides se justifie surtout du point de vue technologique : elles nécessitent un appareillage simple et sont très facilement interchangeables (ceci est valable pour la cible polarisante et la cible analysante).

Enfin la géométrie d'une cible solide est mieux définie que celle d'une cible gazeuse.



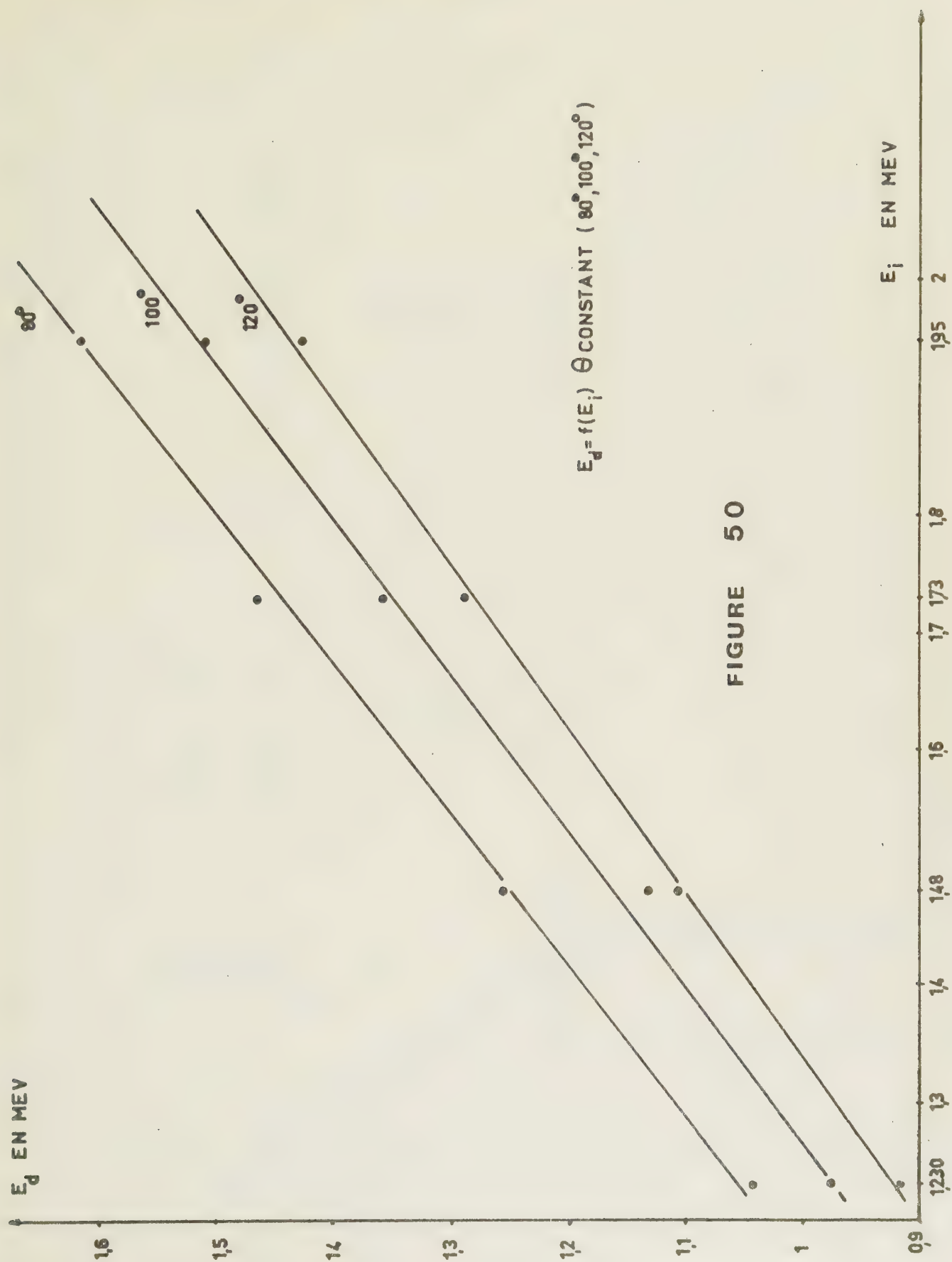


FIGURE 50

ÉNERGIE DIFFUSÉE A 45° PAR CIBLE DE CARBONE
EN MEV

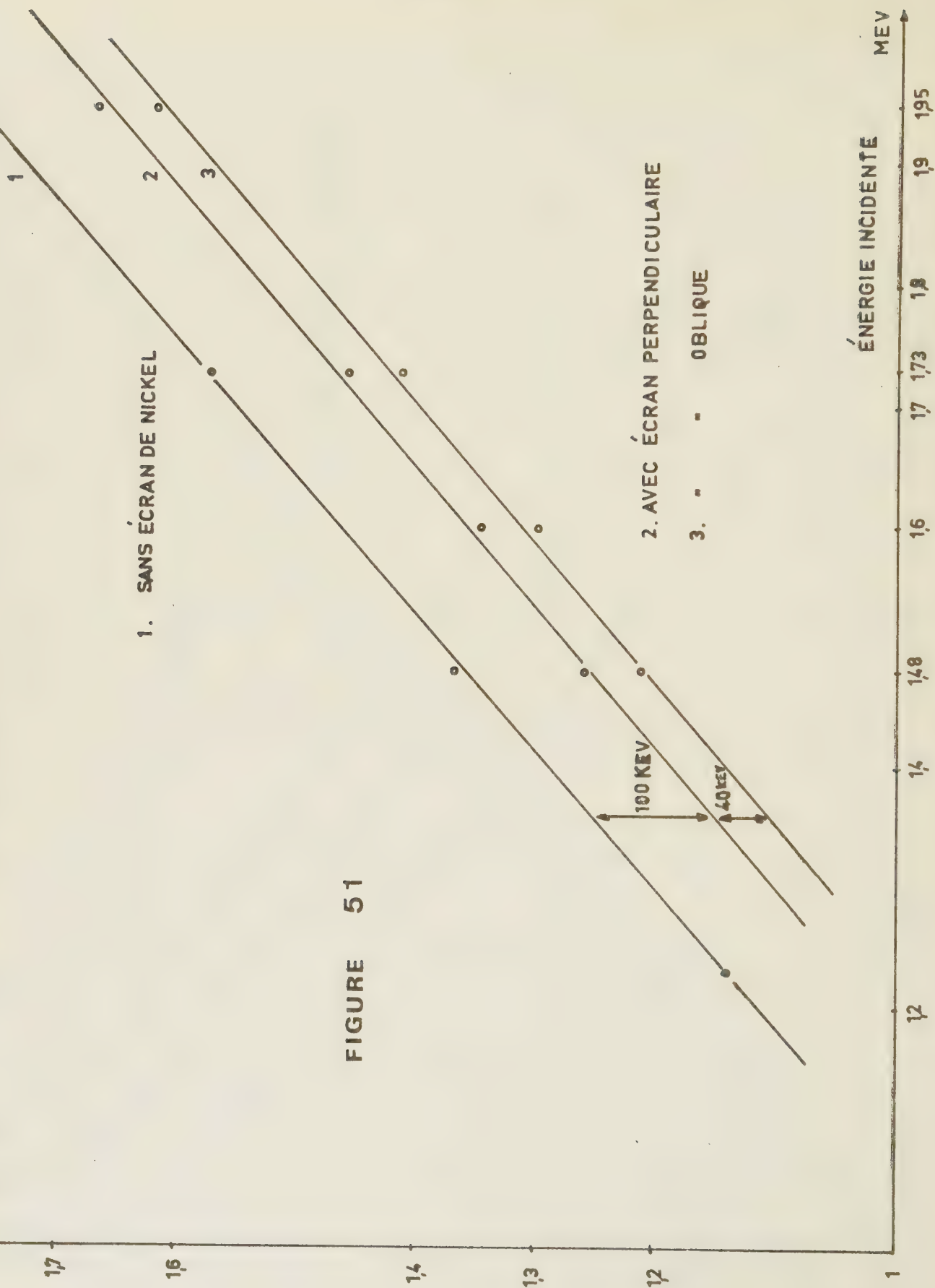
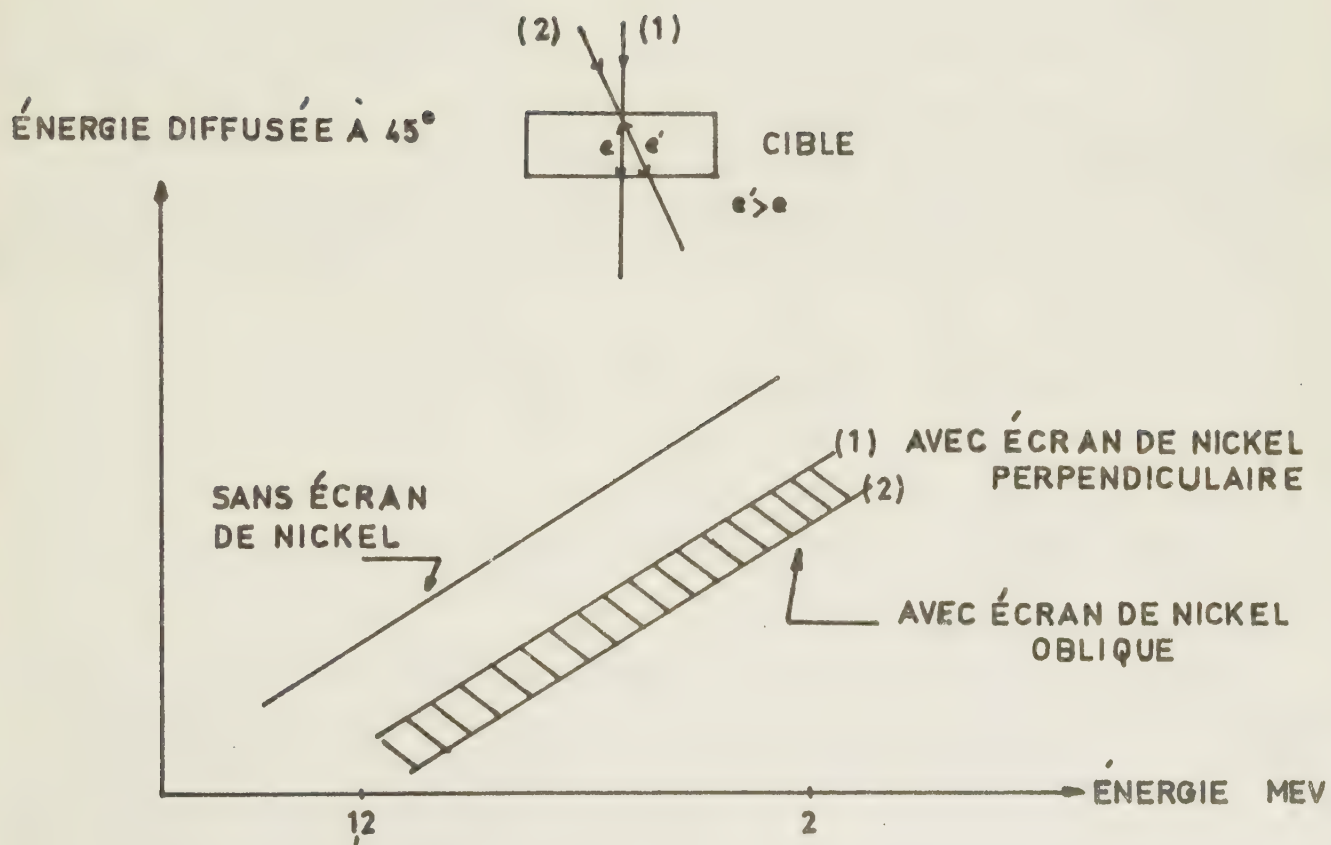


FIGURE 51

FIGURE 52



2/ Caractéristiques de ces cibles

Le nombre de protons obtenus après la première diffusion étant égal à :

$$N = N_0 \cdot \frac{d\sigma}{d\omega} \omega \cdot I.$$

avec N : nombre de noyaux par cm^2 dans la première cible

ω : angle solide de première diffusion

I : intensité du faisceau en nombre de protons par seconde

$\frac{d\sigma}{d\omega}$: section efficace différentielle.

L'intérêt est donc d'avoir, à priori, des cibles très épaisses. Ceci présente pourtant de gros inconvénients :

a) Perte d'énergie (de 100 KeV environ pour des protons de 1,8 MeV et pour une épaisseur de 2μ) des protons diffusés beaucoup trop grande qui rendra leur détection pratiquement impossible (bruit de fond).

b) Disparition de la polarisation par effet de moyenne.

Il est donc préférable d'augmenter la valeur de l'intensité du faisceau incident, en utilisant des cibles minces (de $0,5$ à 1μ , $\Delta E \simeq 50 \text{ KeV}$), jusqu'à des valeurs compatibles avec la "tenue" de ces cibles.

D'autre part, il faut donner aux protons incidents une énergie suffisante pour que la seconde diffusion se fasse dans une zone de forte polarisation ($1,55 < E < 1,75 \text{ MeV}$).

En conclusion on peut compter qu'aux énergies utilisées ($1,7 - 1,8 \text{ MeV}$) les pertes se chiffrent sensiblement à :

- 150 KeV de perte par noyau de recul

- 100 KeV par traversée d'une cible de 1μ à $1,5 \mu$ d'épaisseur.

3/ Technologie des cibles

Pour la fabrication des cibles nous avons adopté la méthode la plus couramment utilisée (Bearpark-Hall-Seyl-Shafroth et Tanher à Oxford) (et Barloutaud à Saclay) qui consiste à faire évaporer une suspension de graphite dans l'alcool, appelé "alcool Dag" sur une lame de verre et à décoller cette couche de graphite dans un bécher rempli d'eau naturelle.

Les premières cibles réalisées étaient obtenues en vaporisant cette solution de graphite à l'aide d'un pistolet à air comprimé. Le gros défaut de ces cibles, dû à leur structure granulaire peu liée, était de ne pas supporter des intensités de faisceau supérieures à 0,2 ou 0,3 μ A.

Nous avons opéré ensuite par immersion des lames de verre dans la solution rendue très homogène par malaxage. En maintenant la lame horizontale lors du séchage, les couches obtenues présentaient une homogénéité satisfaisante et pouvaient alors supporter des intensités de plusieurs μ A pendant quelques heures.

Une analyse chimique des cibles obtenues par ce procédé et faite par EVANS et GRACE a donné la composition suivante :

94 % de carbone

1 % d'élément lourd (fer principalement)

5 % de matière organique éliminée rapidement par échauffement dû au passage du faisceau.

Ces cibles étaient déposées sur des supports en Tantale permettant d'obtenir 3 cibles par support.

Pour réaliser différentes épaisseurs, il suffisait de faire plusieurs immersions des lames dans la solution (2 ou 3). Ainsi ces épaisseurs allaient approximativement de 0,8 à 2 μ .

CIBLE DE CARBONE

Energie incidente en MeV	1,95	1,73	1,480	1,230
Energie diffusée (transmission en MeV) Angle diffusé 80° labo	1,406	1,266	0,980	0,906
" " 120°	1,428	1,287	1,113	0,918
" " 100°	1,515	1,362	1,182	0,977
" " 80°	1,614	1,446	1,257	1,044
" " 60°	1,707	1,533	1,332	1,107
" " 45°	1,773	1,581	1,380	1,140
Rapport $\frac{E1}{E0} = (1 - k \sin^2 \frac{\theta}{2})$ k = 0,284 pour θ labo = 45°	0,97	0,97	0,97	0,97
Valeurs expérimentales $\frac{E1}{E0}$	0,92	0,92	0,94	0,94

TABLEAU DE MESURES

Angles de diffusion θ CM	H labo	Energie diffusée MeV	Energie incidente MeV	Rapport $\frac{E_d}{E_i}$ Valeur Théorique	Rapport $\frac{E_d}{E_i}$ Valeur expérimentale
41° 37°	45°	1,38	1,48	0,97	0,935
45°	51°	1,364	1,48	0,925	0,965
60°	56°	1,346	1,48	0,91	0,935
90°	$87^\circ 15'$	1,23	1,48	0,83	0,86
120°	124°	1,106	1,48	0,745	0,785
135°	125°	1,08	1,48	0,728	0,75

CHAPITRE V

ETUDE DE LA POLARISATION DUE A LA DIFFUSION C^{12} (p, p)

RAPPELS THEORIQUES SOMMAIRES

Considérons un faisceau de particules. On dira que ce faisceau est polarisé si le spin des particules de ce faisceau est orienté dans une direction privilégiée. Cette polarisation peut se définir par la valeur moyenne de l'opérateur spin σ entre les fonctions d'ondes du faisceau diffusé :

$$\frac{\langle \Psi | \sigma | \Psi \rangle}{\langle \Psi | \Psi \rangle}$$

Dans le cas d'une particule de spin $1/2$ la polarisation sera la moyenne des opérateurs σ_x , σ_y , σ_z (matrices de Pauli) et

$$P_x = \frac{\langle \Psi | \sigma_x | \Psi \rangle}{\langle \Psi | \Psi \rangle}$$

$$P_y = \frac{\langle \Psi | \sigma_y | \Psi \rangle}{\langle \Psi | \Psi \rangle}$$

$$P_z = \frac{\langle \Psi | \sigma_z | \Psi \rangle}{\langle \Psi | \Psi \rangle}$$

Ψ fonction d'onde diffusée

σ spin

On considérera un faisceau de protons de spin $1/2$, charge $+e$, diffusé par des noyaux de spin nul (carbone).

Loin du centre diffuseur, la fonction d'onde diffusée peut s'écrire :

$$\Psi_d = \frac{e^{i[kr - \alpha_n - 2kr]}}{r} f(\theta) \chi_{\text{incident}}$$

$$\text{avec } \alpha = \frac{Ze^2\mu}{k\hbar^2}$$

μ masse réduite du nucléon

k moment de la particule

χ fonction de spin.
inci

La section efficace différentielle sera alors :

$$\sigma(\theta) = \left[f(\theta) \chi_{\text{inc.}} \right]^2$$

et la polarisation du faisceau diffusé

$$\vec{P} = \langle f(\theta) \chi | \vec{\sigma} | f(\theta) \chi \rangle$$

On montre par ailleurs que $f(\theta)$ peut se mettre sous la forme :

$$f(\theta) = A(\theta) + B(\theta) \vec{\sigma} \cdot \vec{n}$$

$\vec{n}$ définissant la normale au plan de la réaction.

La section efficace différentielle peut alors se mettre sous la forme :

$$\sigma(\theta) = AA^* + BB^* \left[1 + \frac{A^*B + B^*A}{AA^* + BB^*} \vec{P}_{\text{inci}} \cdot \vec{n} \right]$$

où $\vec{P}_{\text{inci}}$ est la polarisation incidente du faisceau.

Si $\vec{P}_{\text{inci}} = 0$, la polarisation du faisceau diffusée s'écrit :

$$\vec{P} = \frac{AB^* + BA^*}{AA^* + BB^*} \vec{n}$$

ce qui définit le vecteur de polarisation comme étant perpendiculaire au plan horizontal de la réaction.

PRINCIPE DE MESURE

Considérons donc un faisceau de particules non polarisées diffusées sur une cible composée de noyaux de spin nul : le faisceau diffusé aura une symétrie de révolution autour de la direction de propagation du faisceau incident, seule direction privilégiée (figure 53).

Si le faisceau est polarisé, il est alors caractérisé par deux directions : la direction de propagation et la direction du vecteur de polarisation. Le faisceau diffusé ne possède alors plus de symétrie de révolution et la mesure de l'asymétrie permet de déterminer le degré de polarisation du faisceau.

On dispose donc d'un faisceau incident de particules non polarisées, d'énergie E_1 qui viennent frapper une première cible C_1 . Les particules diffusées sous l'angle θ_1 ont donc une polarisation notée P_1 qui est aussi fonction de l'énergie incidente E_1 .

On notera donc : $P_1(E_1, \theta_1)$

Pour déterminer le degré de polarisation du faisceau de particules diffusées sous θ_1 c'est à dire dans la direction $C_1 C_2$, on reçoit ce faisceau sur une 2ème cible de carbone C_2 dite "cible analysante".

On mesure la section efficace après cette deuxième diffusion.

D'après les formules précédentes, on montre que la section efficace après cette 2ème diffusion s'écrit :

$$\sigma(\theta)_2 = \left[|A(\theta_2)|^2 + |B(\theta_2)|^2 \right] \left[1 + P_2(\theta_2) P_1(\theta_1) \vec{n}_1 \cdot \vec{n}_2 \right]$$

$$\text{et si on pose } \vec{P}_2 = P_2(\theta_2) \vec{n}_2 = \frac{A_2^*(\theta_2) B(\theta_2) + A(\theta_2) B_2^*(\theta_2)}{|A(\theta_2)|^2 + |B(\theta_2)|^2} \vec{n}_2$$

$\vec{P}_2$ étant la polarisation due à la deuxième diffusion en supposant que le faisceau avant cette deuxième diffusion n'était pas polarisé.

On prend $\vec{n}_1 \cdot \vec{n}_2 = 1$

et $\vec{n}_1 \cdot \vec{n}_2 = -1$

On détermine alors les valeurs de

$$\sigma_{\text{droite}} = \left[|A(\theta_2)|^2 + |B(\theta_2)|^2 \right] \left[1 + P_1 P_2 \right]$$

$$\sigma_{\text{gauche}} = \left[|A(\theta_2)|^2 + |B(\theta_2)|^2 \right] \left[1 - P_1 P_2 \right]$$

et le rapport d'asymétrie R :

$$R = \frac{\sigma_D}{\sigma_G} = \frac{1 + P_1 P_2}{1 - P_1 P_2}$$

Cette formule est générale. Elle ne fait pas intervenir les lois d'interaction dans la diffusion. ~

Ce rapport $R = \frac{\sigma_D}{\sigma_G}$ des sections efficaces étant égal au rapport k du nombre d'évènements enregistrés simultanément par les deux détecteurs, on peut écrire :

$$P_1 P_2 = \frac{k - 1}{k + 1}$$

P_1 et P_2 sont les polarisations des faisceaux diffusés respectivement sur la première et la deuxième cible en supposant chaque fois le faisceau incident non polarisé.

Pour faire des mesures de polarisation, l'appareil doit permettre la variation des paramètres suivants : θ_1 , θ_2 , θ'_2 et ϕ_2 (avec $n_1 n_2 = \cos \phi_2$). Pour des raisons de précision angulaire, nous avons réalisé un analyseur à 2 positions fixes (c'est à dire $\theta_2 = \theta'_2 = 60^\circ$ et 45°), tous les autres paramètres étant variables.

Nous venons de voir comment, dans une double diffusion sur des noyaux de spin nul, la mesure du rapport d'asymétrie $R = \frac{\sigma_D}{\sigma_G}$ permettait de calculer les polarisations P_1 et P_2 . La plus grande partie des expériences réalisées par double diffusion se fait sur des noyaux de spin nul car les polarisations des faisceaux diffusés sont importantes et de plus bien connues.

Parmi les noyaux de ce type fréquemment employés, nous avons utilisé les noyaux de carbone (les noyaux de numéro atomique élevé ne pouvant être choisis à cause de la diffusion coulombienne à ces basses énergies).

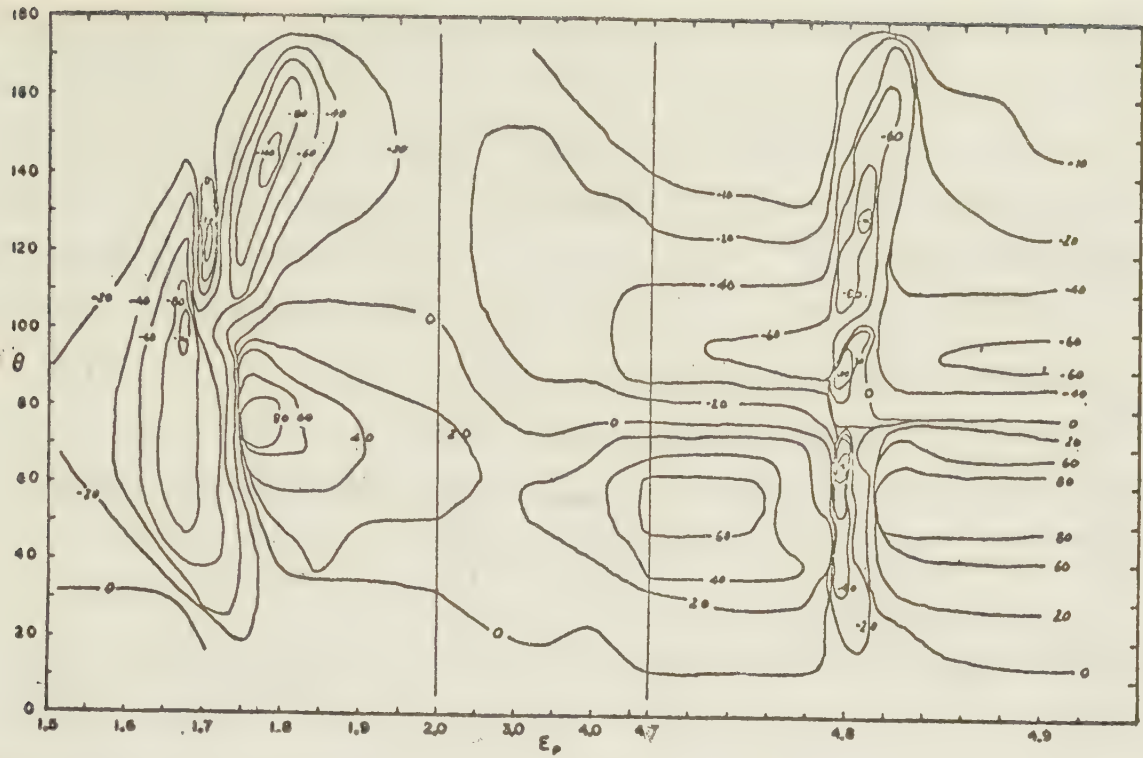
Les cartes de polarisation des protons diffusés par C_{12} sont bien connues (sauf toutefois pour des énergies < 3 MeV), les courbes théoriques ayant été calculées à partir des déphasages tirés des distributions angulaires (Critchfield, Dodder, Phillips, Miller, Evan, Trombello) puis corrigées à la suite des différentes vérifications expérimentales.

Carte de polarisation des protons diffusés par le C_{12} (Trombello) (figure 54)

Choix des angles de diffusion : (Figure 55)

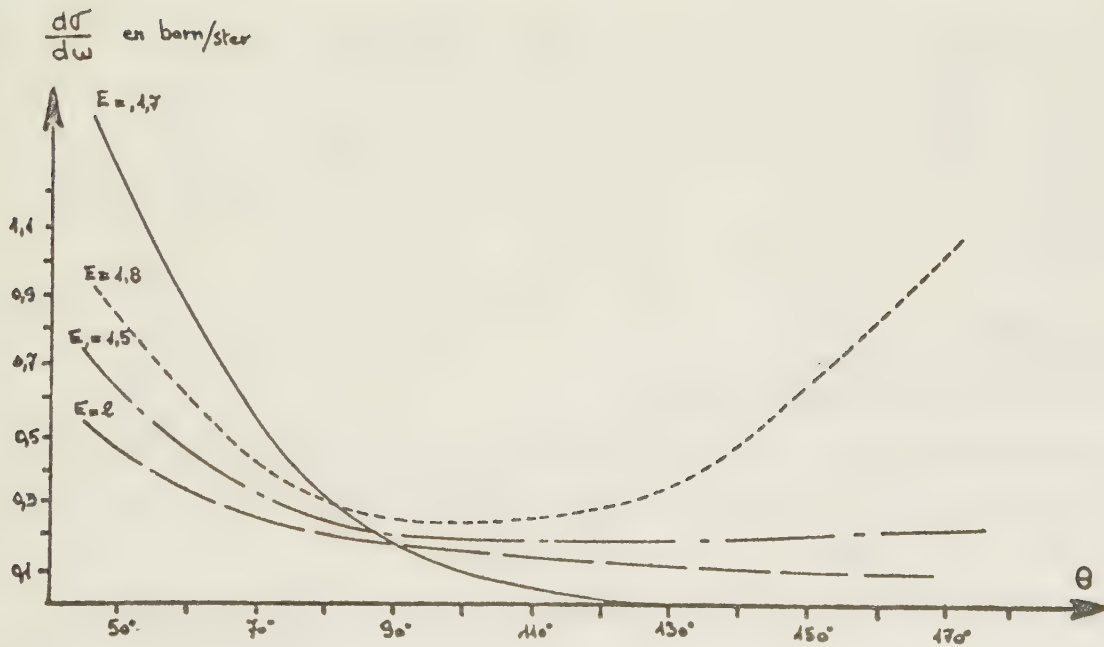
Pour réaliser un étalonnage satisfaisant du dispositif de mesures, il est nécessaire de se placer à un angle de diffusion tel que le nombre d'évènements (donc de protons) enregistrés soit important, que le taux de polarisation soit également important.

Une étude des courbes donnant les sections efficaces différentielles totales en



- Carte de polarisation des protons diffusés par ^{12}C

FIGURE 54



- Section efficace differentielle totale

FIGURE 55

fonction des angles de diffusion et des énergies utilisées (figure 55) montre que la région des angles intéressants se trouve comprise entre 40° et 80° (labo) pour les angles situés vers l'avant, entre 100° et 160° pour les angles situés vers l'arrière.

Nous avons choisi pour notre étalonnage la région des angles vers l'avant en prenant pour angles de 1 ère et 2 ème diffusion $\theta = 45^\circ$ (labo) ce qui donne par exemple des valeurs moyennes de polarisation, suivant la carte de Trombello,

$$\begin{aligned} \text{de } P &= -68 \% \text{ pour } E = 1,7 \text{ MeV} \\ \text{et de } P &= +24 \% \text{ pour } E = 1,85 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Les angles solides de 1 ère et 2 ème diffusion, dont les valeurs sont :

$$\begin{aligned} \text{1er angle} &= 3,8 \cdot 10^{-3} \text{ stéradian} \\ \text{2ème angle} &= 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ stéradian} \end{aligned}$$

sont suffisamment faibles pour considérer que les écarts angulaires $d\theta$ autour des angles θ auront peu d'influence sur la détermination de la polarisation. De plus, si on se reporte à la carte de polarisation de Trombello, la polarisation reste constante de 45° à 90° (CM) pour les énergies utilisées. (Figure 54)

Nous utiliserons alors la courbe d'étalonnage du polarimètre.

ETALONNAGE DU POLARIMETRE - PRINCIPE (GENERAL)

Pour déterminer trois degrés de polarisation :

$$\begin{aligned} P_1(E_1, \theta_1) \\ P_2(E_2, \theta_2) \quad \text{avec } E_1 > E_2 > E_3 \\ P_3(E_3, \theta_3) \end{aligned}$$

trois séries de mesures sont effectuées.

On donne au faisceau incident l'énergie E_1 et on s'intéresse aux protons diffusés sous l'angle θ_1 et possédant l'énergie E_2 . La deuxième diffusion se fait alors à cette énergie et sous l'angle θ_2 .

On peut ainsi déterminer, comme nous l'avons vu, le produit $P_1 P_2$

L'angle ϕ_2 est pris égal à 0 donc $\cos \phi_2 = 1$.

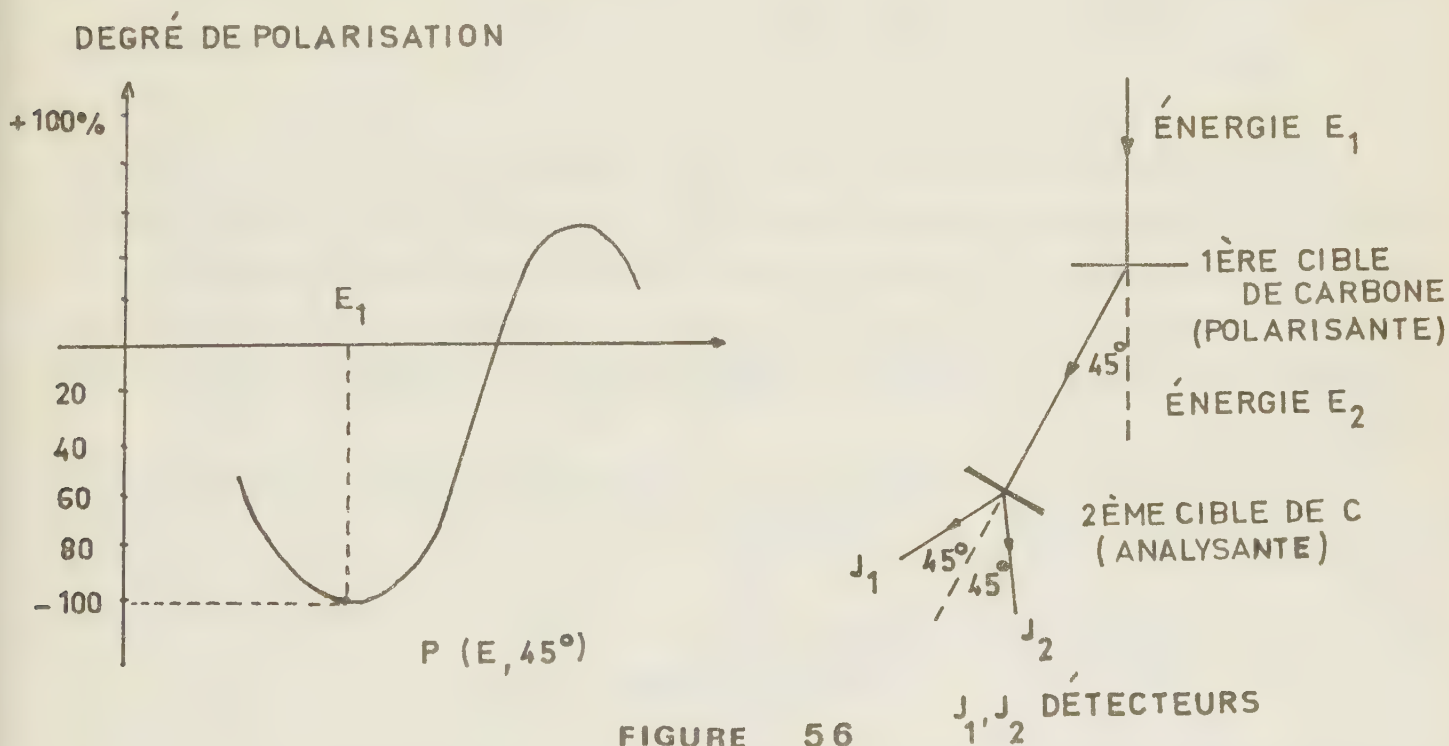
On réalise les mêmes expériences que la précédente pour déterminer les produits $P_2 P_3$ et $P_1 P_3$.

Il est alors possible de calculer les valeurs des 3 degrés de polarisation P_1 , P_2 et P_3 .

Le but de ce premier travail consiste à étalonner le polarimètre (au carbone) que nous avons réalisé ce qui nous permettra de faire ensuite des mesures systématiques de polarisation à des angles différents, et aux énergies permises par l'accélérateur Van de Graaff de 2 MeV.

Cet étalonnage se résume à tracer expérimentalement la courbe donnant le degré de polarisation en fonction de l'énergie pour un angle de diffusion de 45° . (Il est également possible d'établir cette courbe d'étalonnage pour angle de 60° puisque le deuxième angle de diffusion utilisé dans l'analyseur possède par construction cette valeur d'angle).

Cette courbe d'étalonnage obtenue par la méthode que nous exposons plus loin présente l'allure suivante : (Figure 56)

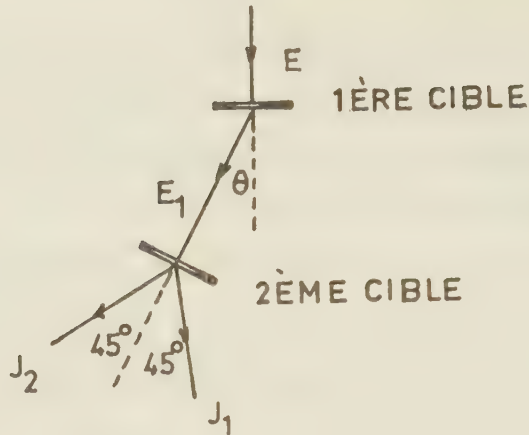


Les angles de première et deuxième diffusion sont fixes : seule l'énergie incidente varie.

Il sera donc possible, après ce premier travail, de déterminer la valeur d'une

polarisation pour une énergie E et un angle de diffusion θ en opérant de la façon suivante : (Figure 57)

FIGURE 57



Le rapport k de comptage gauche-droite $\left(\frac{N_G}{N_D} \right)$ nous donne la valeur du produit de polarisation

$$P(E, \theta) \cdot P_1(E_1, 45^\circ) = x$$

avec $x = \frac{k - 1}{k + 1}$

Nous connaissons la valeur de l'énergie diffusée à θ° pour une énergie incidente E puisque nous avons tracé par ailleurs la courbe donnant l'énergie diffusée en fonction de l'angle de diffusion pour une énergie incidente constante ; nous avons tracé également la courbe $\frac{E_d}{E_i} = f(\theta)$ et, connaissant la valeur de ce rapport pour θ donné et la valeur de l'énergie incidente, on en déduit la valeur de l'énergie diffusée.

Il suffit donc de se reporter à la courbe d'étalonnage pour avoir la valeur de $P_1(E_1, 45^\circ)$ puis la valeur de P cherchée

$$P(E, \theta) = \frac{x}{P_1(E_1, 45^\circ)}$$

METHODE DE DETERMINATION

En ce qui concerne notre manipulation nous avons opéré un peu différemment car il ne nous était pas possible de faire varier l'angle des directions des détecteurs avec la direction du faisceau diffusé (θ_2). Nous ne disposions que de deux positions

fixes pour J_1 et J_2 à savoir 45° et 60° (pour détermination des valeurs absolues de polarisation). Nous avons donc donné aux deux angles de diffusion θ_1 et θ_2 une valeur fixe et égale à 45° (ou à 60°). (Figure 58)

a)

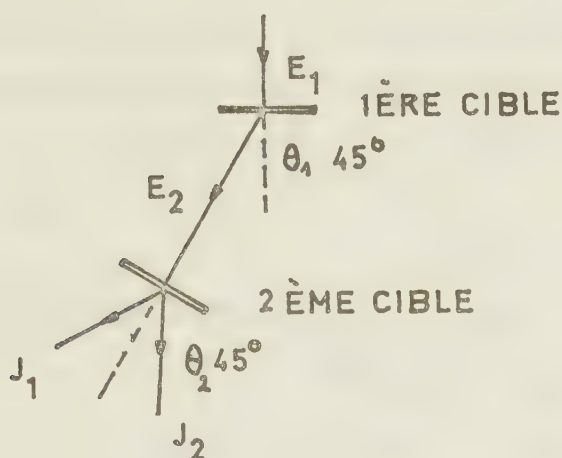


FIGURE 58

On considère un faisceau d'énergie incidente E_1 diffusée sous $\theta_1 = 45^\circ$ avec l'énergie E_2 .

$$P_1 (E_1, 45^\circ)$$

$$P_2 (E_2, 45^\circ)$$

On détermine alors le produit $P_1 P_2$

$$P_1 P_2 = \frac{k-1}{k+1} \text{ avec } k = \frac{N_G}{N_D} = \frac{J_2}{J_1}$$

b) On fait varier l'énergie incidente E_i , en l'augmentant, jusqu'à ce que l'énergie diffusée E_d à $\theta_1 = 45^\circ$ soit égale à la valeur E_1 précédente. On a alors $E_i = E_o$. (Figure 59)

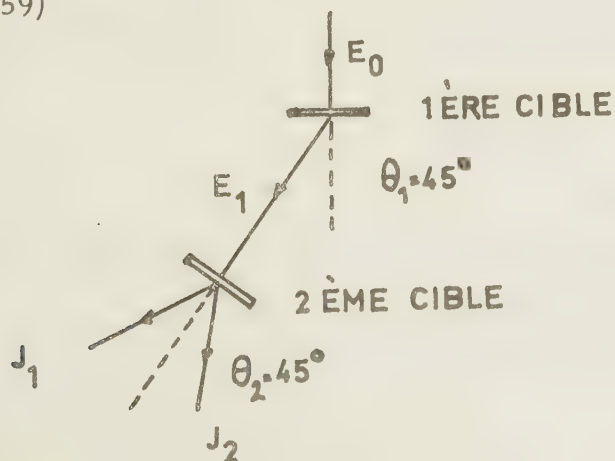


FIGURE 59

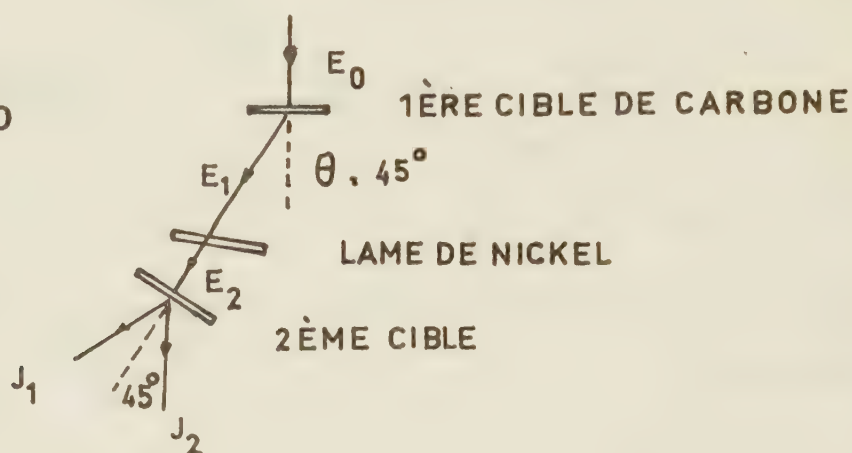
$$P_0 (E_0, 45^\circ)$$

$$P_1 (E_1, 45^\circ)$$

On détermine le produit $P_0 P_1$.

c) On conserve enfin à l'énergie incidente la valeur E_0 mais on interpose sur le faisceau diffusé E_1 à $\theta_1 = 45^\circ$ un écran de nickel d'épaisseur telle que l'énergie des protons arrivant sur la deuxième cible soit E_2 . (Figure 60)

FIGURE 60



$$P_0 (E_0, 45^\circ)$$

$$P_2 (E_2, 45^\circ)$$

On détermine $P_0 P_2$.

L'interposition d'une feuille métallique " ralentit " mais ne modifie pas la polarisation.

CONCLUSION

De ces trois mesures qui nous donnent 3 équations à 3 inconnues, on peut déterminer les valeurs des degrés de polarisation P_1 , P_2 et P_3 correspondant aux angles de diffusion de 45° .

ETUDE EXPERIMENTALE

Pour déterminer un produit de polarisation $P_1 P_2$ comme nous venons de le voir, il faut faire quatre mesures et en prendre la valeur moyenne.

a) Deux mesures à un angle θ_1 (figure 61)

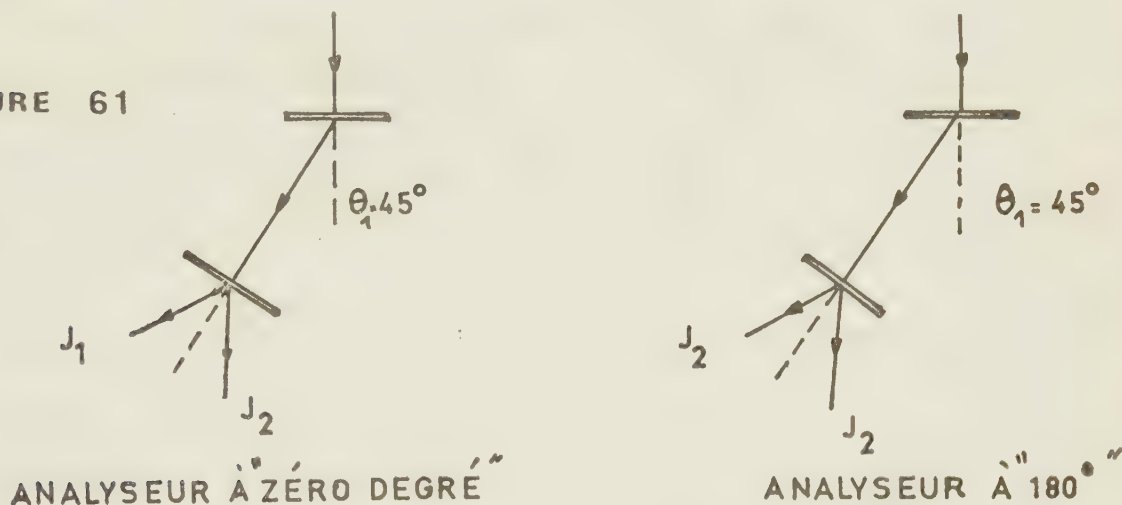
- analyseur " à la position dite zéro degré "

c'est à dire les 2 jonctions J_1 J_2 dans le plan horizontal ($\phi_2 = 0$) de la réaction.

- analyseur " à la position avec 180° "

en faisant subir à l'analyseur une rotation de 180° autour de la direction de première diffusion, c'est à dire que J_1 se trouve dans la position que J_2 occupait précédemment et vice versa.

FIGURE 61

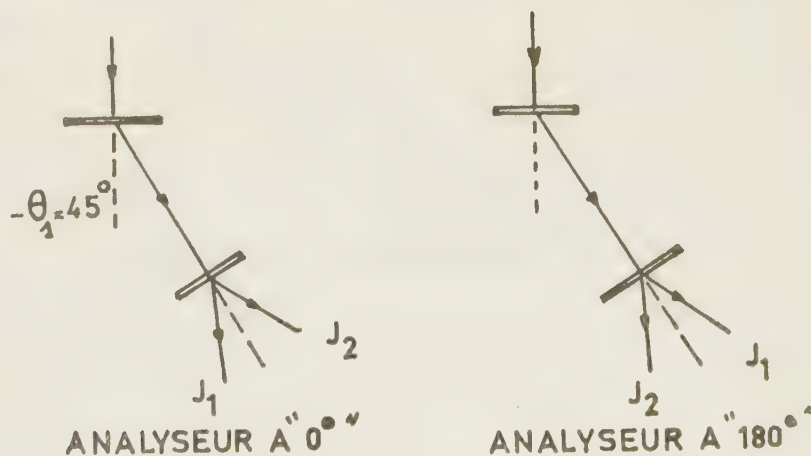


b) Deux mesures à l'angle $-\theta_1$ (on rappelle qu'il y a symétrie de révolution du faisceau diffusé polarisé autour de la direction du faisceau incident non polarisé).

- Analyseur à 0°

- Analyseur à 180° (Figure 62)

FIGURE 62



On fera donc la moyenne de ces quatre mesures compte tenu de l'erreur systématique de comptage imposée par la construction de l'appareil et les jonctions utilisées. Cette erreur systématique au profit de la jonction J_1 ou de la jonction J_2 dans leurs positions définitives est chiffrée en réalisant plusieurs mesures dites " test d'équilibrage ".

DISSYMETRIES GEOMETRIQUES DU POLARISEUR - (Figure 63)

Nous avons vu dans le chapitre concernant l'alignement du faisceau la méthode utilisée pour s'assurer que l'axe défini par les diaphragmes après la première cible était dans le plan horizontal passant par l'axe déterminant la direction du faisceau incident (c'est à dire finalement " l'axe " de première diffusion).

On suppose que le centre C géométrique de la chambre est situé sur l'axe de symétrie du quartz porte-cible placé dans la position correspondant au bombardement du quartz.

Il faut donc que la première cible (positions 1, 2 ou 3) dont le plan est vertical passe par le centre C et que la deuxième cible (où le détecteur est utilisé en simple diffusion) solidaire du couvercle tourne autour de la première cible suivant un cercle de centre C réalisé par construction.

Si cette condition n'est pas satisfaite, le plan de la première cible peut donc se trouver en avant ou en arrière du centre C de la chambre :

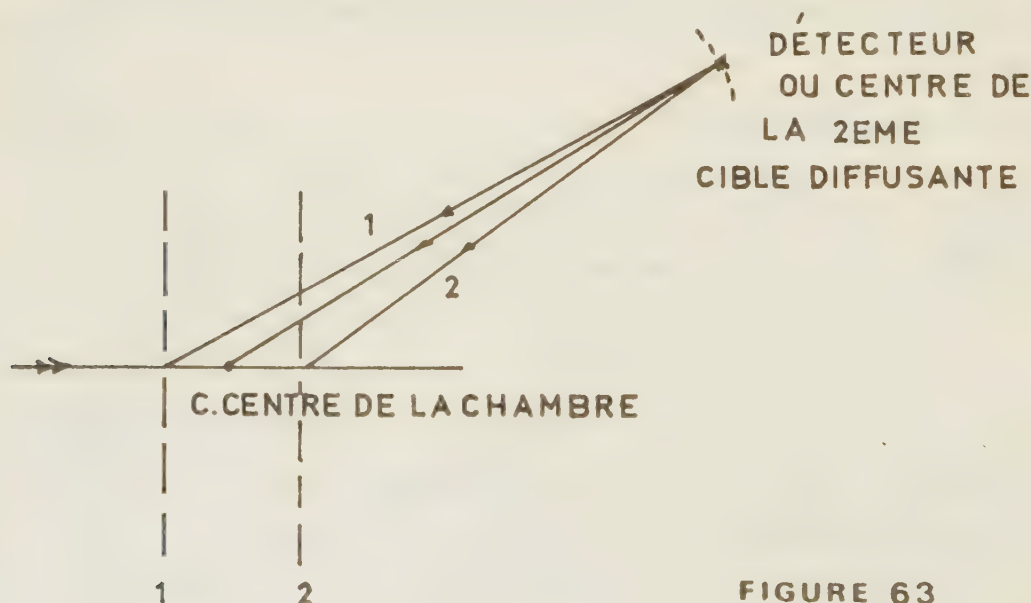


FIGURE 63

1 ET 2, POSITIONS DE LA CIBLE

On réalisera donc deux mesures successives en plaçant la cible toujours perpendiculairement au faisceau, l'une des deux positions étant déduite de la première par rotation du porte-cible. Les résultats doivent être identiques.

DISSYMETRIES GEOMETRIQUES DE L'ANALYSEUR - (Figure 64)

- 1) Les angles θ_2 et θ'_2 des deux détecteurs ne sont pas égaux.

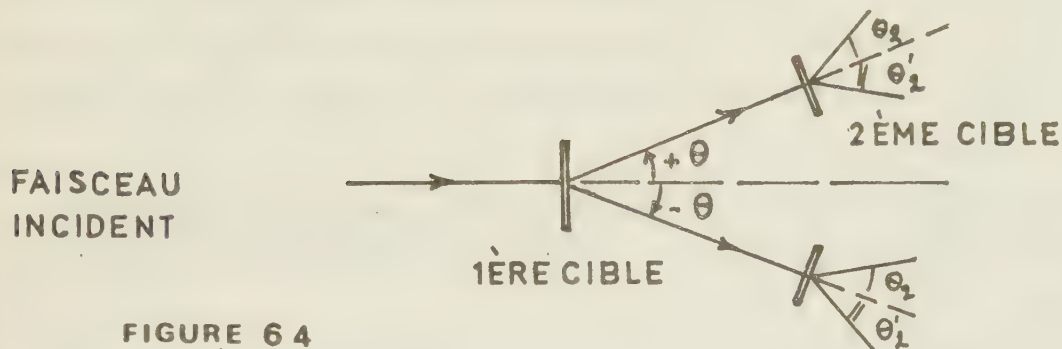


FIGURE 64

Ces angles ont été définis à la construction avec la plus grande précision possible.

On évaluera, pour deux valeurs symétriques du premier angle de diffusion θ un produit de polarisation $P_1 P_2$. Si $\theta_2 \neq \theta'_2$ les produits $P_1 P_2$ pour θ et $-\theta$ n'auront pas la même valeur.

- 2) Ceci peut aussi se produire si l'axe de symétrie de l'analyseur et l'axe du faisceau primaire entrant dans la chambre ne sont pas confondus.

3) Les deux détecteurs peuvent sous-tendre des angles solides inégaux (distance des détecteurs au centre C_2 de la cible inégale, diaphragmes également différents).

Pour s'en rendre compte on fera tourner l'analyseur de 180° autour de la direction du faisceau une fois diffusé.

- 4) Cible analysante C_2 non homogène. On fera tourner la cible C_2 de 180° sans toucher aux détecteurs.

- 5) " Efficacité différente " pour chaque détecteur.

On permutera seulement les deux détecteurs, toutes conditions étant identiques par ailleurs.

Toutes ces dissymétries géométriques seront estimées et minimisées dans la

mesure du possible en utilisant comme première cible C_1 une cible d'or. comme deuxième cible une cible de carbone. La diffusion coulombienne étant prépondérante, on ne doit pas observer de polarisation ce qui se traduit par un taux de comptage identique pour les deux détecteurs.

TEST D'EQUILIBRAGE

Si on considère à priori que les dissymétries géométriques dues à la construction mécanique de ces ensembles sont négligeables, on procède de la façon suivante pour déterminer le facteur de correction dont il faudra tenir compte dans la suite des mesures. (Figures 65 et 66)

a) Réglage de l'impact du faisceau au centre de la première cible :

Ce réglage est possible grâce à une vis latérale de déplacement de toute la chambre à diffusion.

Compte tenu de la symétrie de révolution du faisceau diffusé polarisé autour de la direction incidente, on répète les deux mesures suivantes jusqu'à ce que le rapport des comptages $k = \frac{N_G}{N_D}$ par exemple soit identique dans les deux cas.

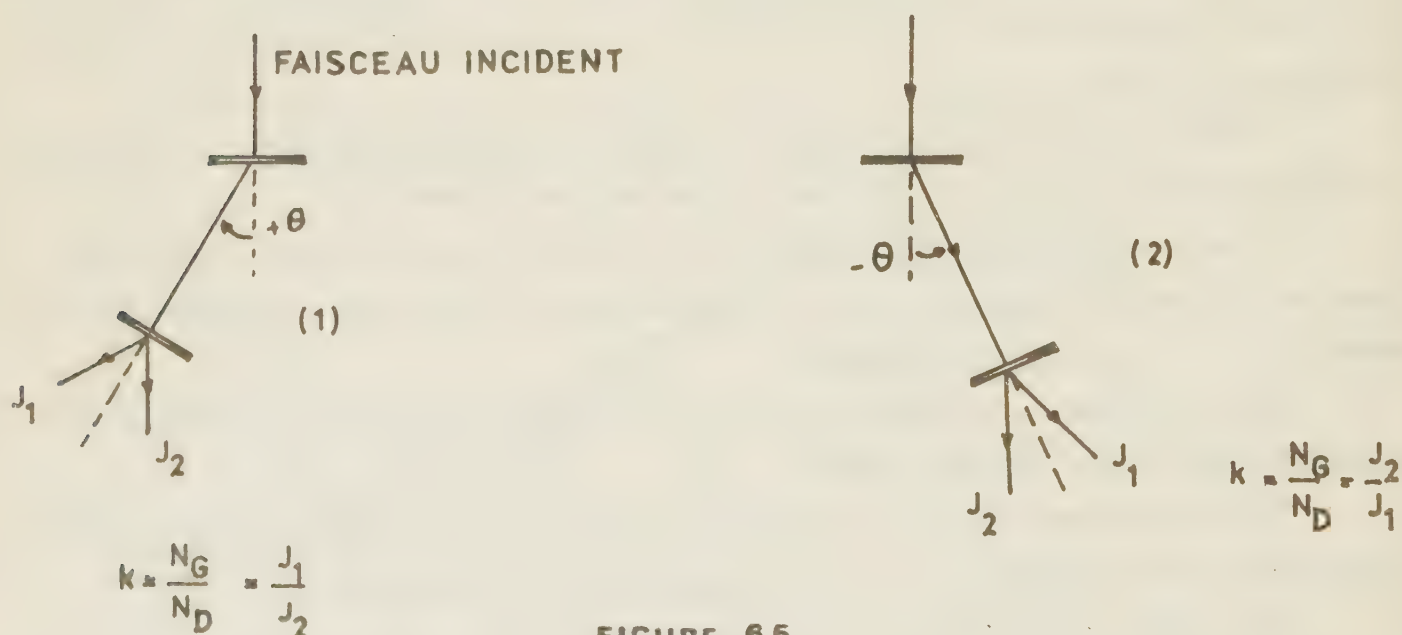


FIGURE 65

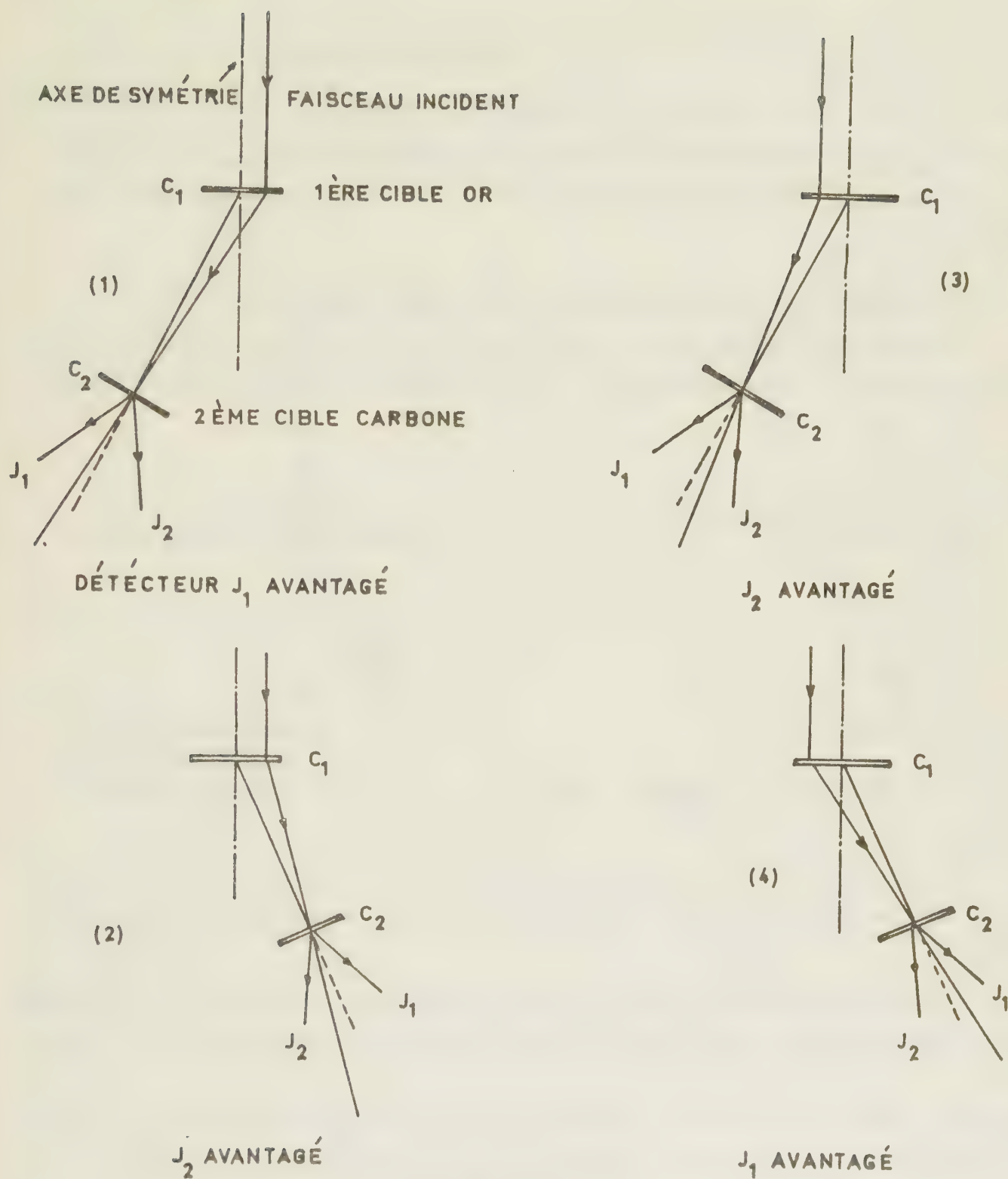


FIGURE 6 6

On a retourné ici l'analyseur de 180° pour avoir 2 symétrique de 1 par rapport à la direction du faisceau incident.

Les mesures 1, 2, 3 et 4 montrent bien qu'un impact décentré vers la gauche (ou vers la droite) avantage une jonction dans une position, l'autre jonction dans la position symétrique. On peut ainsi arriver par approximations successives à centrer parfaitement l'impact de telle façon que les rapports k_1 et k_2 soient égaux (de même $k_3 = k_4$).

b) Réglage du plan de la première cible : (Figures 67 et 68)

Nous avons vu que le plan vertical de la cible pouvait ne pas passer par le centre géométrique C de la chambre. On réalise alors les deux expériences suivantes :

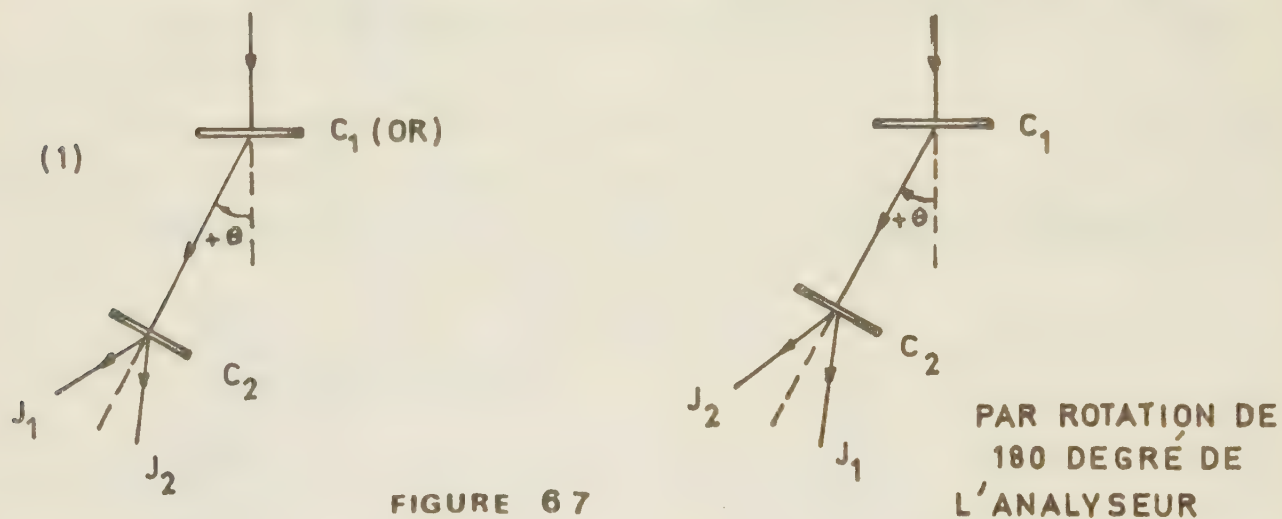


FIGURE 67

PAR ROTATION DE
180 DEGRÉ DE
L'ANALYSEUR

En effet si le plan de la cible ne passe par C, on avantage une jonction pour une position de l'analyseur, puis l'autre jonction lorsque l'analyseur est retourné de 180° .

On ramènera donc le centre C de la chambre dans le plan de la cible (c'est à dire confondre avec le centre C_1 de cette cible) par rotation de 180° du porte-cible.

Remarque : Tous ces tests étant réalisés, il sera intéressant de permuter les chaînes électroniques de détection et d'aiguillage, toutes choses égales par ailleurs.

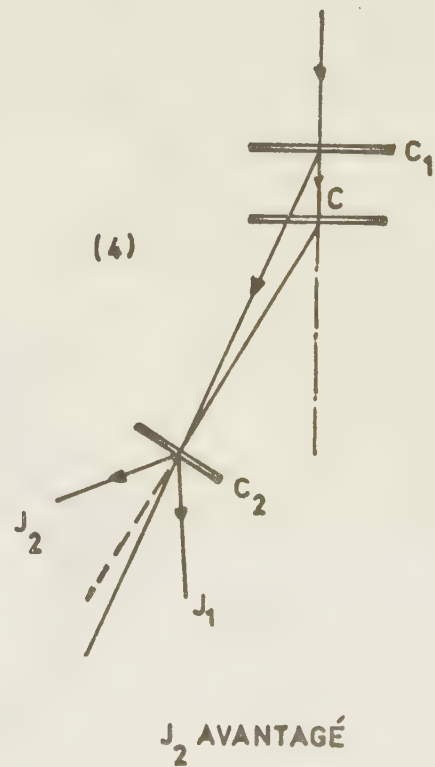
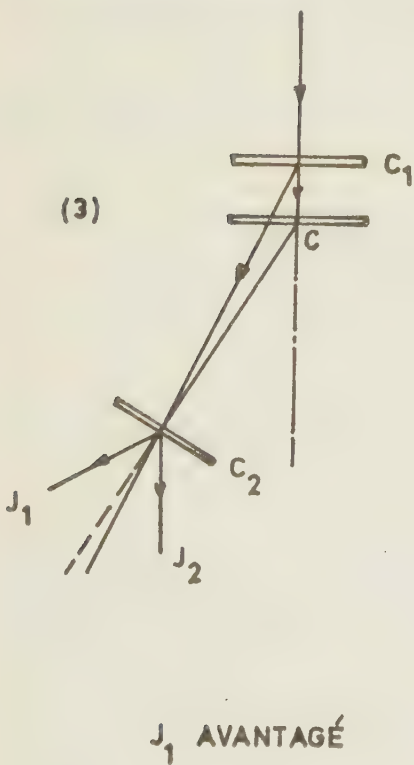
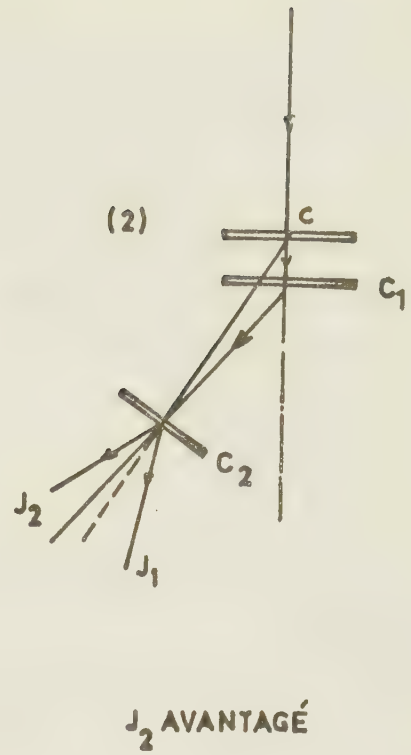
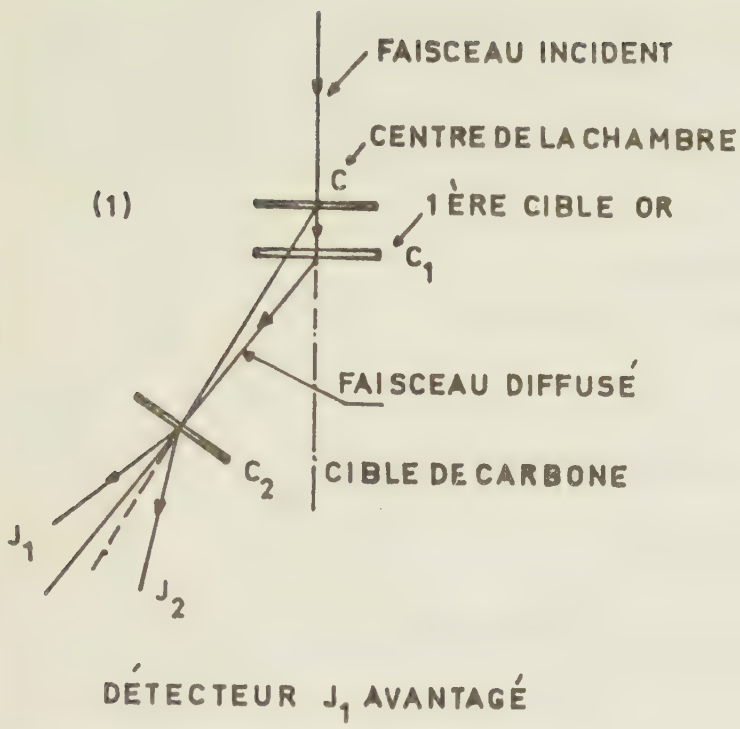


FIGURE 68

CONCLUSION

Le rapport des comptages " droite-gauche " étant égal à " $1 + \epsilon$ " (imperfection de l'ensemble mécanique) on tiendra compte dans les mesures réelles de polarisation de cette correction en multipliant par exemple, le taux de comptage du détecteur " désavantagé " par le coefficient $k = 1 + \epsilon$.

On fera donc 4 mesures de polarisation :

- 1) 1 ère angle de diffusion θ_1 analyseur horizontal à 180°
- 2) " " " "
- 3) " " " "
- 4) " " $-\theta_1$ analyseur horizontal à 180°

On fera la moyenne de ces 4 mesures.

DETERMINATION DE LA VALEUR DU TERME CORRECTIF $k' = (1 + \epsilon)$ - (Figure 69)

Toutes les mesures précédentes nous ont permis de trouver la valeur de k' par laquelle il faudra diviser systématiquement le nombre de coups enregistrés par le détecteur se trouvant dans la " position extérieure " si on prend comme référence l'axe du faisceau incident.

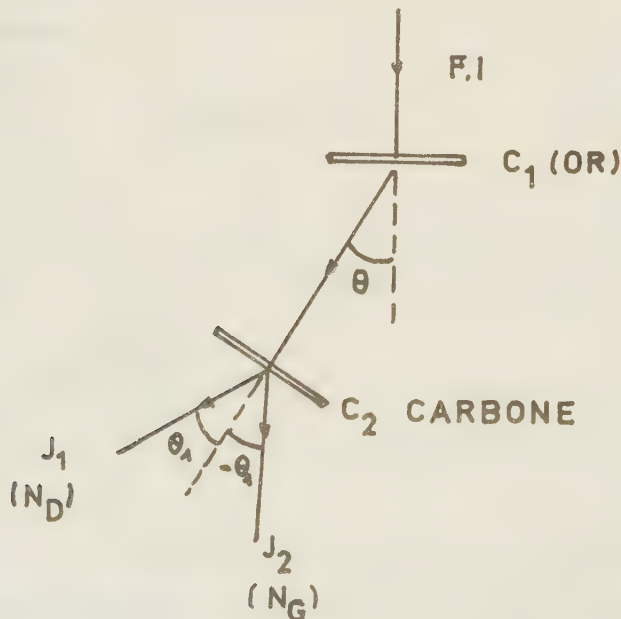


FIGURE 69

Dans le cas présent de la figure, c'est la jonction J_1 qui est avantagée: il faudra donc diviser le nombre de coups N_D enregistrés par le facteur $(1 + \epsilon) = k'$. On prendra pour valeur de k la moyenne des valeurs déterminées par les quatre expériences suivantes :

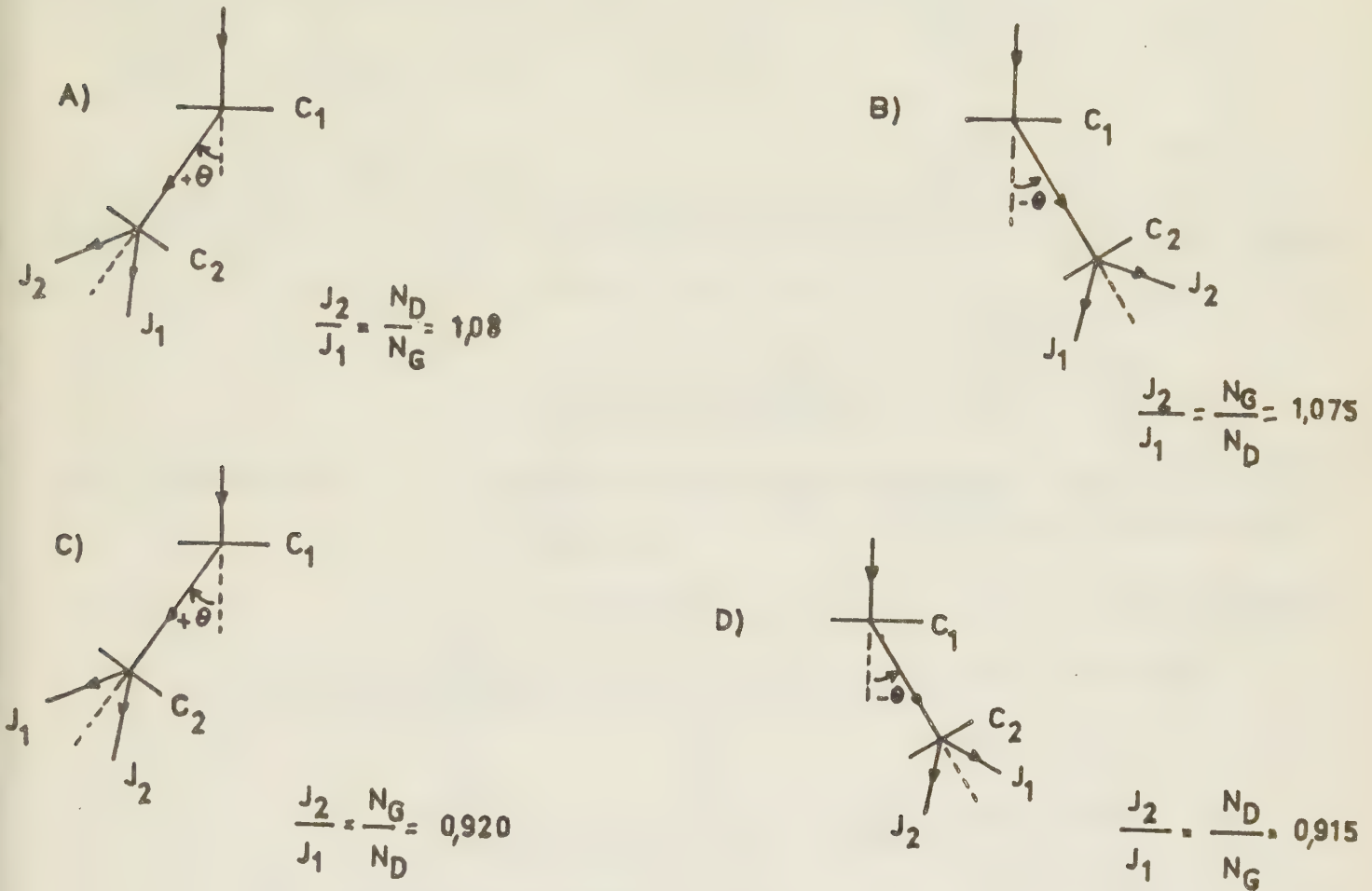


FIGURE 69

la valeur adoptée sera donc :

$$k' = (1 + \epsilon) = 1,08$$

ERREUR SUR LA DETERMINATION DE k'

Le rapport k' est tel que $k' = \frac{N_D}{N_G} > 1$

Si on applique le théorème de propagation des erreurs

$$\sigma^2(f) = \left(\frac{\partial f}{\partial x_1} \right)^2 \sigma_1^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial x_2} \right)^2 \sigma_2^2 + \dots$$

$$\frac{\Delta k'}{k'} = \sqrt{\left(\frac{\Delta N_D}{N_D} \right)^2 + \left(\frac{\Delta N_G}{N_G} \right)^2} = \sqrt{\frac{1}{N_D} + \frac{1}{N_G}} \approx \sqrt{\frac{2}{N_G}}$$

$$(\text{avec } \Delta N_G = \sqrt{N_G})$$

les taux de comptage étant de l'ordre de 4500 coups dans l'un et l'autre des deux détecteurs.

Nous avons donc :

$$\frac{\Delta k'}{k'} = \sqrt{\frac{2}{N_G}} = \sqrt{\frac{2}{4500}} \approx 0,02$$

c'est la valeur que nous utiliserons dans le calcul d'erreur sur la détermination des degrés de polarisation P_1 , P_2 , ...

MESURES (Figures 70, 71, 72, 73, 74, 75, 76)

Expériences réalisées pour déterminer 3 degrés de polarisation :

$$\begin{aligned} P_0 & (E_0, 45^\circ) \\ P & \begin{aligned} P_1 & (E_1, 45^\circ) \\ P_2 & (E_2, 45^\circ) \end{aligned} \end{aligned}$$

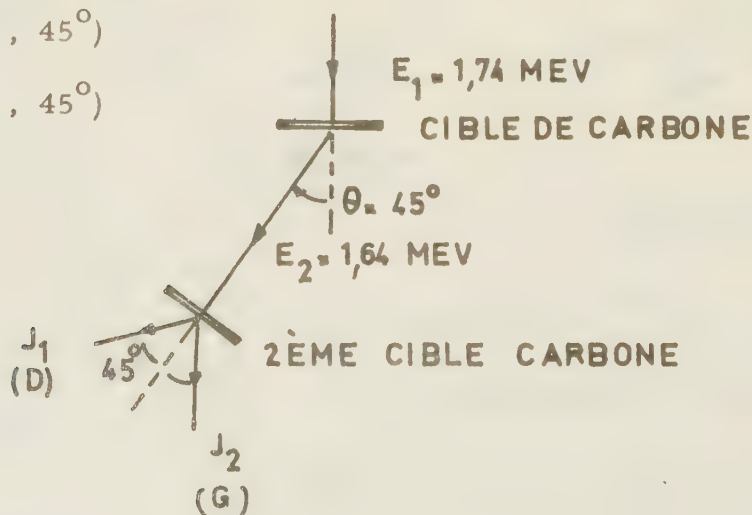


FIGURE 70

$$\text{si } k = \frac{N_G}{N_D} \quad P_1 P_2 = \frac{k - 1}{k + 1}$$

Valeur moyenne du rapport k trouvé expérimentalement compte tenu du facteur correctif k' précédemment déterminé avec la cible d'or.

$$k = 1,28$$

$$\left| P_1 P_2 \right| = 0,125$$

Nota : Le rapport $k = \frac{N_G}{N_D}$ étant positif, le produit $P_1 P_2$ est positif, les 2 degrés de polarisation P_1 et P_2 sont de même signe.

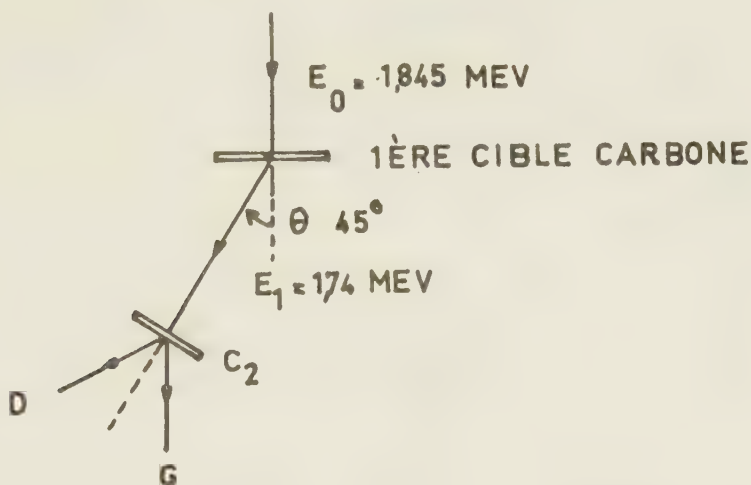


FIGURE 71

$$k = \frac{N_G}{N_D} = 0,77 \text{ (valeur moyenne)}$$

$$\left| P_0 P_1 \right| = \frac{k - 1}{k + 1} = 0,13$$

Valeur du produit $P_0 P_1$

$$P_0 P_1 = -0,13$$

$$k = \frac{N_G}{N_D} = 0,81 \text{ (valeur moyenne)}$$

$$P_0 P_2 = \frac{k - 1}{k + 1} = 0,103$$

$$P_0 P_2 = - 0,103$$

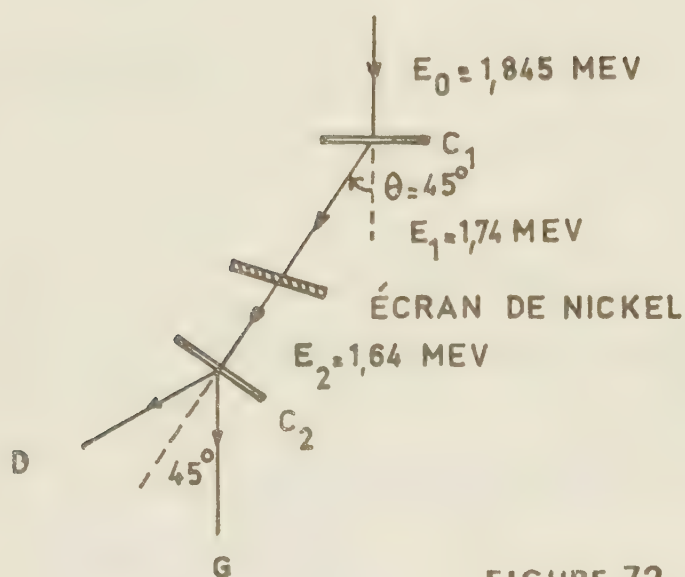


FIGURE 72

La résolution du système de 3 équations à 3 inconnues donne les valeurs suivantes :

$$P_0 = + 0,31$$

$$P_1 = - 0,41$$

$$P_2 = - 0,32$$

PRECISION DE CES MESURES

Nous avons tenu compte dans les évaluations des différentes valeurs de k du facteur correctif $k' = (1 + \epsilon)$ qui témoigne de toutes les dissymétries de l'appareil et que nous avons chiffré. On peut donc écrire :

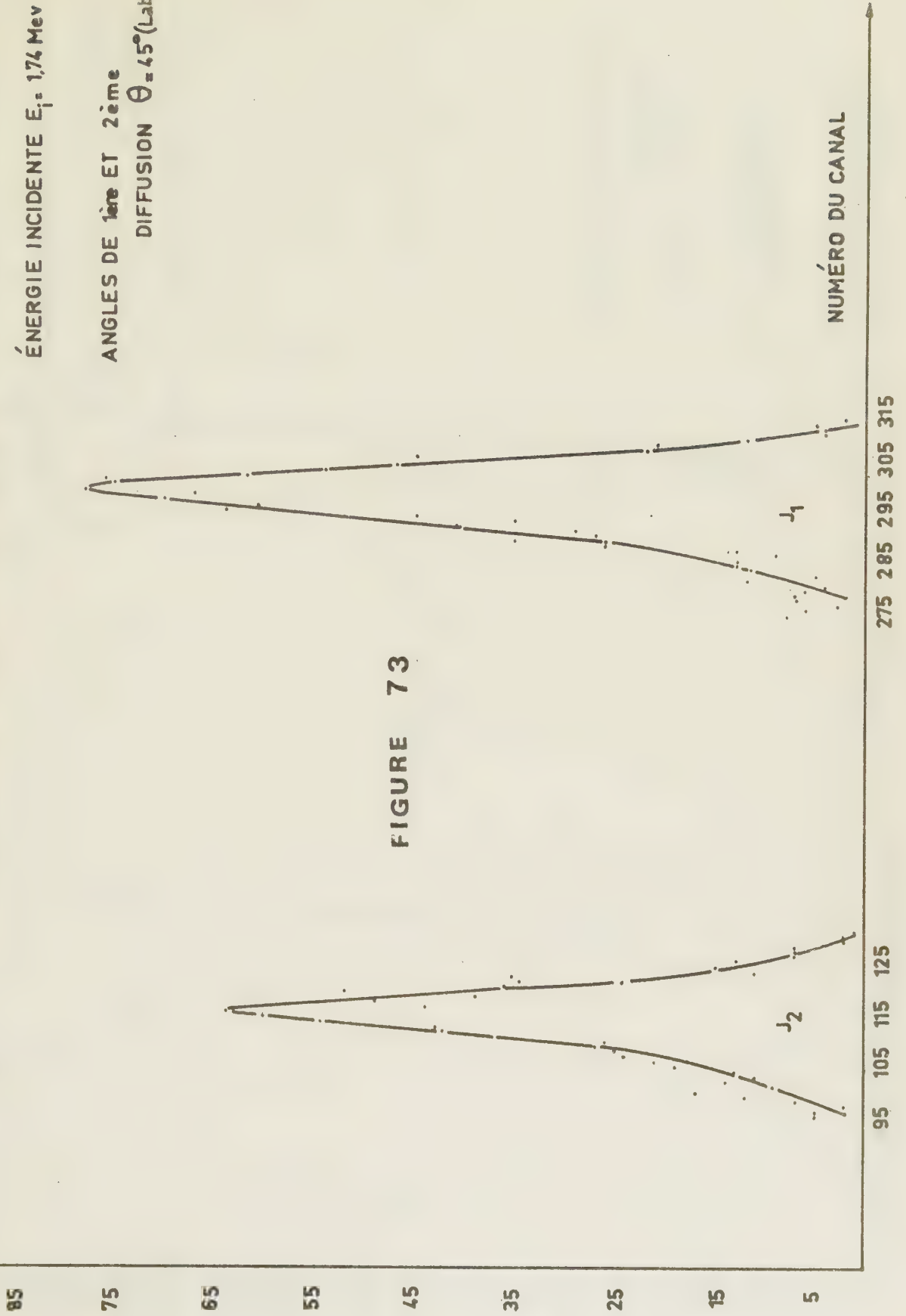
NOMBRE DE COUPS

MESURES DE POLARISATION : PICS DE DOUBLE DIFFUSION CARBONE-CARBONE
ENREGISTREMENT SIMULTANÉ PAR LES DEUX DÉTECTEURS SYMÉTRIQUES

ÉNERGIE INCIDENTE E_i : 174 Mev

ANGLES DE 1^{ère} ET 2^{ème}
DIFFUSION $\theta = 45^\circ$ (Lab)

FIGURE 73



NOMBRE DE COUPS

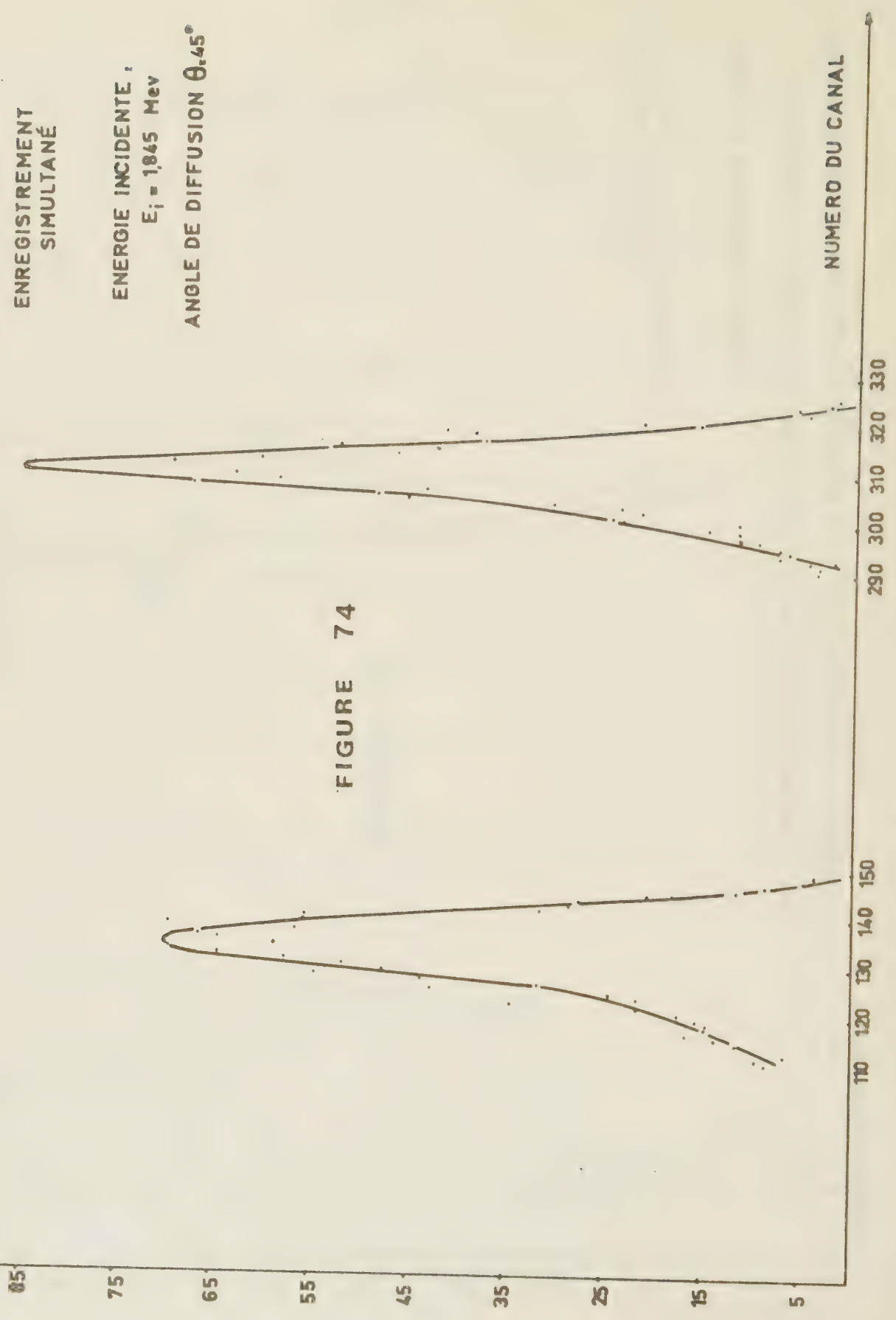
MESURE DE POLARISATION : PICS DE DOUBLE DIFFUSION
CARBONE . CARBONE

ENREGISTREMENT
SIMULTANÉ

ENERGIE INCIDENTE :
 $E_i = 1845 \text{ Mev}$

ANGLE DE DIFFUSION $\theta_{.45^\circ}$

FIGURE 74



NUMERO DU CANAL

MESURES DE POLARISATION : PICS DE DOUBLE DIFFUSION
CARBONE-CARBONE

NOMBRE DE COUPS

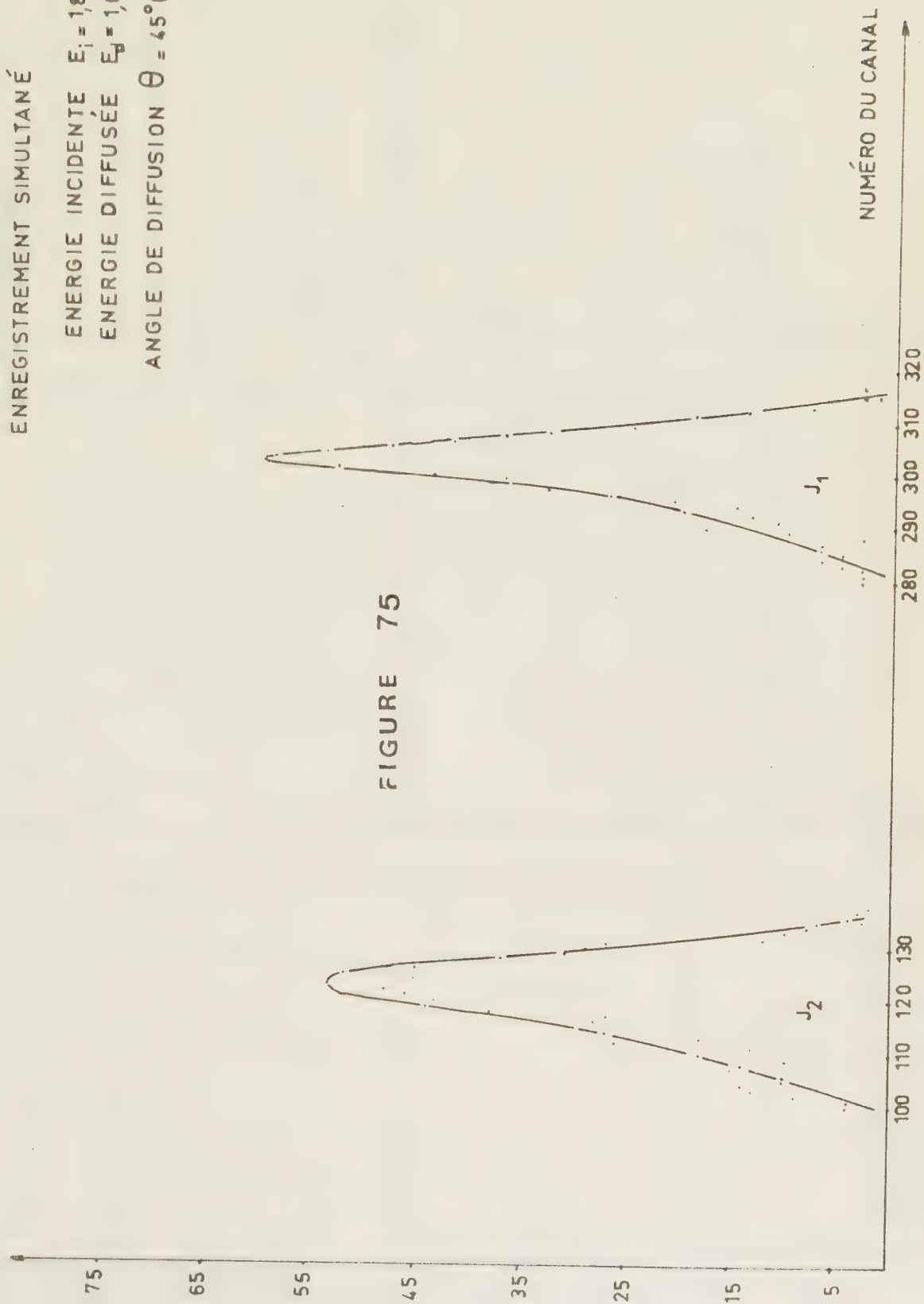
ENREGISTREMENT SIMULTANÉ

ENERGIE INCIDENTE $E_i = 185 \text{ Mev}$

ENERGIE DIFFUSÉE $E_d = 164 \text{ Mev}$

ANGLE DE DIFFUSION $\theta = 45^\circ (\text{LABO})$

FIGURE 75



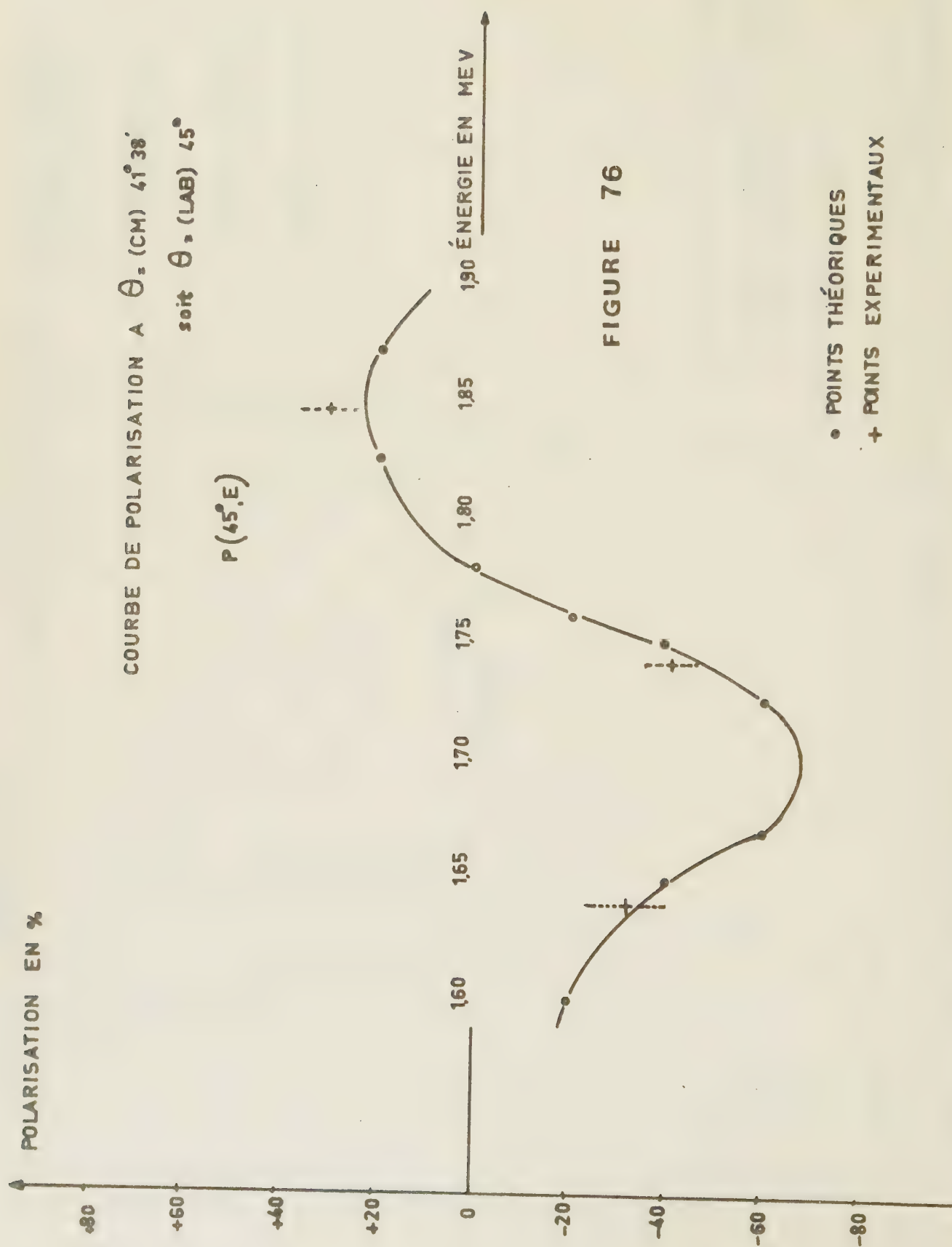


FIGURE 76

• POINTS THÉORIQUES
+ POINTS EXPÉRIMENTAUX

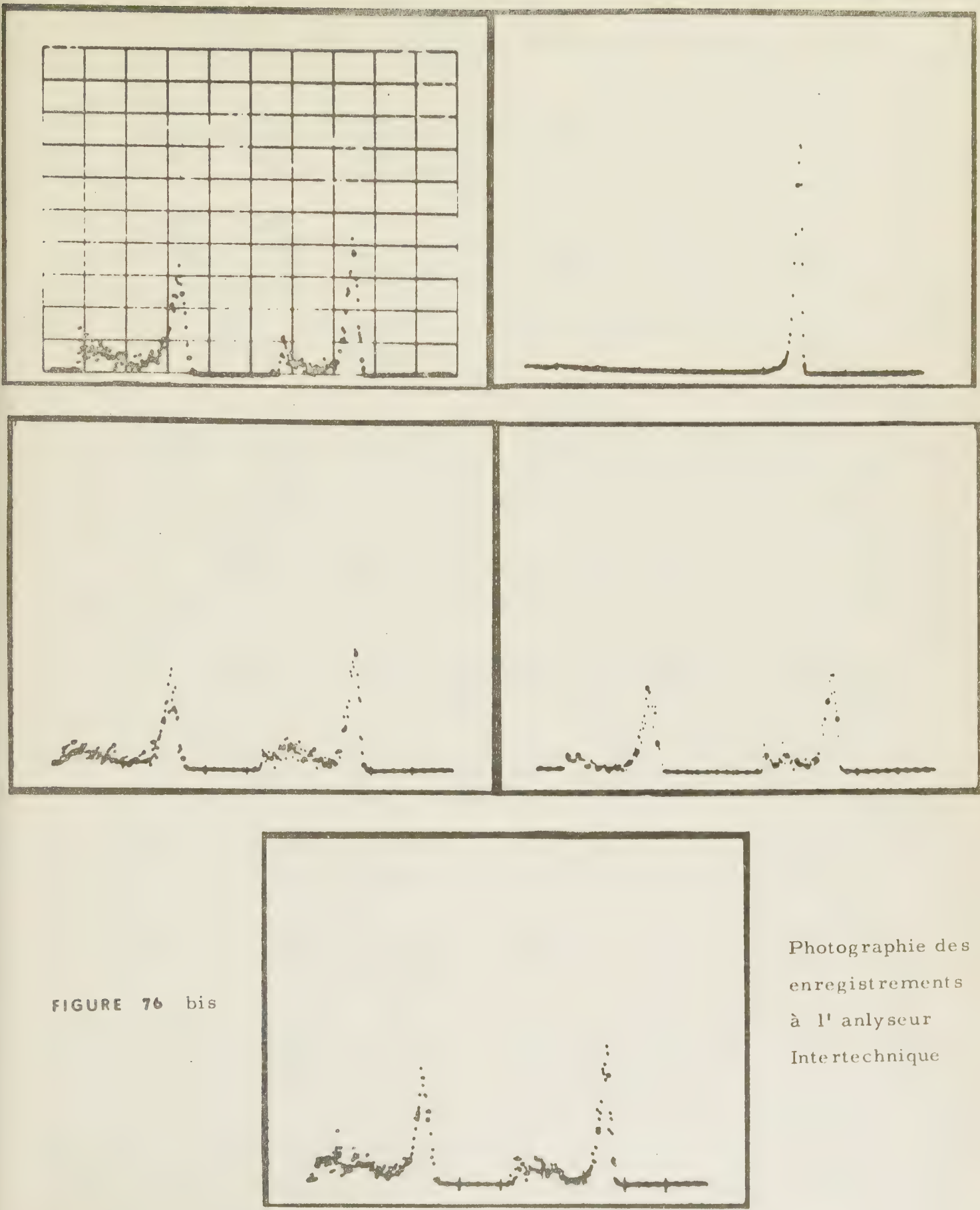


FIGURE 76 bis

Photographie des
enregistrements
à l'analyseur
Intertechnique

$$k = \frac{N_G}{N_D} (1 + \epsilon) = \frac{1 + P_1 P_2}{1 - P_1 P_2} \quad \text{et} \quad P_1 P_2 = \frac{k-1}{k+1}$$

$$\frac{dP_1}{P_1} + \frac{dP_2}{P_2} = \frac{dk}{k-1} - \frac{dk}{k+1} = dk \times \frac{2}{k^2 - 1}$$

$$\frac{\Delta P_1}{P_1} + \frac{\Delta P_2}{P_2} = \Delta k \times \frac{2}{k^2 - 1} = \frac{\Delta k}{k} \times \frac{2k}{k^2 - 1}$$

$$\text{or} \quad \frac{\Delta k}{k} \simeq \sqrt{\frac{2}{N_G}}$$

$$\frac{\Delta P_1}{P_1} + \frac{\Delta P_2}{P_2} = \left(\frac{2}{k^2 - 1} \right) \cdot \sqrt{\frac{2}{N_G}}$$

Calcul avec les valeurs de k_1 , N_G et N_D trouvées :

$$1 \quad \frac{\Delta P_1}{P_1} + \frac{\Delta P_2}{P_2} = \frac{2 \times 1,28}{(1,28^2 - 1)} \times \sqrt{\frac{2}{900}} \simeq 0,188$$

$$2 \quad \frac{\Delta P_o}{P_o} + \frac{\Delta P_1}{P_1} = \frac{0,77 \times 2}{(0,77^2 - 1)} \times \sqrt{\frac{2}{1216}} \simeq 0,210$$

$$3 \quad \frac{\Delta P_o}{P_o} + \frac{\Delta P_2}{P_2} = \frac{0,81 \times 2}{(0,81^2 - 1)} \times \sqrt{\frac{2}{867}} \simeq 0,225$$

$$\text{D'où} \quad \frac{\Delta P_o}{P_o} = 0,123 \quad \rightarrow \quad \Delta P_o \simeq 0,038$$

$$\frac{\Delta P_1}{P_1} = 0,086 \quad \rightarrow \quad \Delta P_1 \simeq 0,035$$

$$\frac{\Delta P_2}{P_2} = 0,102 \quad \rightarrow \quad \Delta P_2 \simeq 0,032$$

$$P_0 = +0,31 \pm 0,038$$

$$P_1 = -0,41 \pm 0,035$$

$$P_2 = -0,32 \pm 0,032$$

Comparaison avec les valeurs théoriques

$$P_0 (1,845 \quad 45^\circ) = +0,24$$

$$P_1 (1,74 \quad 45^\circ) = -0,46$$

$$P_2 (1,64 \quad 45^\circ) = -0,35$$

Remarques :

Le calcul d'erreurs précédent nous montre que la précision $\frac{\Delta k}{k}$ est d'autant meilleure que le nombre de coups enregistrés est plus important. De plus si le rapport k est très voisin de 1, le nombre de coups nécessaires à une précision honnête devient tellement grand qu'il est impossible de l'obtenir expérimentalement.

Tous les résultats ont été obtenus pour des comptages de l'ordre de 1000 coups (de 900 à 1200). Les cibles de carbone utilisées supportaient un courant de 2 μA environ et les durées d'enregistrement étaient de 2 heures en moyenne.

Le calcul d'erreur précédent fait intervenir le coefficient $k' = (1 + \epsilon)$ qui tient compte de toutes les dissymétries géométriques de l'appareil et de l'inhomogénéité de la 2ème cible de carbone (cible analysante) puisque cette dernière a été utilisée tant pour la détermination de k' que pour les mesures elles-mêmes.

Enfin nous n'avons pas tenu compte de l'effet des cibles étendues et des compteurs étendus. Ces effets peuvent être considérés comme négligeables car le faisceau était très "diaphragmé" (l'impact sur la première cible est un cercle de diamètre inférieur à 1 mm) et les angles solides très faibles.

Surface utile de la 2ème cible : $23,6 \text{ m}^2$. Angle solide sous lequel on voit la deuxième cible depuis la première = $3,8 \cdot 10^{-3}$ stéradian ce qui correspond sensiblement à un angle d'ouverture de $1^\circ 30'$.

Détecteur :

Surface utile du détecteur 12 mm^2 . Angle solide sous lequel on voit le détecteur depuis la deuxième cible = $1,3 \cdot 10^{-3}$ stéradian ce qui correspond à un angle d'ouverture de 1° environ.

ANNEXE I

VARIATION DE LA SECTION EFFICACE DE PREMIERE ET
SECONDE DIFFUSION SUR L'INTERVALLE ANGULAIRE
ACCEPTE PAR LE POLARIMETRE

Cet intervalle angulaire étant faible (de l'ordre du degré) on peut considérer la section efficace comme constante. Pour une ouverture plus grande, un calcul analogue à celui fait par EVANS (Aere Report 3.347, 1960) et BERGOLT se serait imposé pour mesurer l'importance de ce facteur.

Pour la deuxième diffusion, l'intervalle angulaire étant également très faible, on peut se dispenser de faire le calcul d'une polarisation moyenne dans cet intervalle.

ANNEXE II

CALCUL DE LA POLARISATION MOYENNE EN FONCTION DE L'ÉPAISSEUR DES CIBLES

A partir de la carte de Trombello and al. on peut construire la courbe donnant la polarisation en fonction de l'énergie incidente pour un angle de diffusion θ (labo) = 45° . (Figure 77)

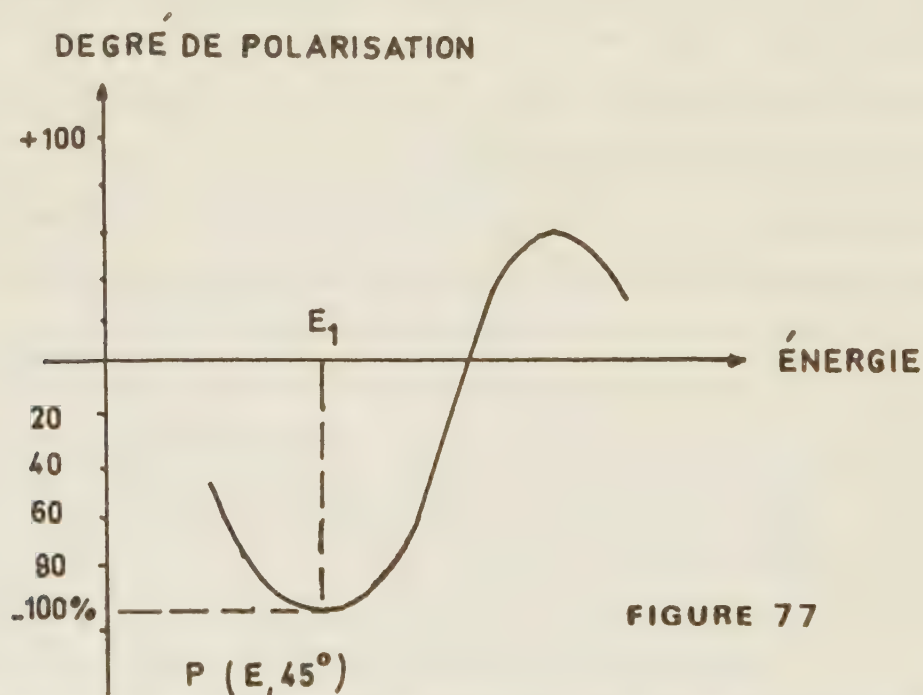


FIGURE 77

Si un proton d'énergie connue traverse une cible d'épaisseur ΔE (en énergie) on pourra calculer la polarisation moyenne sur l'intervalle $E - \Delta E, E$ que l'on divise en petits intervalles de 5 KeV par exemple. Pour chaque énergie dans cet intervalle, on connaît la valeur de la polarisation : en faisant la moyenne de toutes ces valeurs, on obtient la polarisation moyenne.

CONCLUSION

Nous avons étudié et présenté dans ce mémoire un dispositif expérimental permettant d'étudier la polarisation des protons diffusés par le carbone 12. Tous nos efforts ont porté sur la réalisation de cet appareillage et les premiers résultats expérimentaux obtenus avec le carbone pour des énergies comprises entre 1,5 et 2 MeV à des angles de 45° sont en accord avec les cartes théoriques.

Ces résultats expérimentaux peuvent être encore améliorés en se libérant d'une part de certaines dissymétries géométriques (coefficient k' dans nos calculs), en utilisant d'autre part des cibles de carbone plus minces capables de supporter des intensités de faisceau beaucoup plus fortes que celles utilisées (jusqu'à 10 ou 12 μA) pendant plusieurs heures ; il en résulterait des comptages beaucoup plus importants d'où une diminution intéressante des erreurs statistiques.

Ces améliorations permettront d'étudier la polarisation des protons diffusés par les cibles d'oxygène 16, 17, 18 et des cibles de béryllium 8 dans les mêmes domaines d'énergies.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 BLOCH
Cours sur la théorie des Réactions Nucléaires
C.E.N. Saclay (1962-1963)
- 2 VIDAL J.L.
Etude bibliographique - Publication Interne - IEN Alger (1960-1961)
- 3 EVANS
Nucl. Phys., 27 (1961)
- 4 EVANS et GRACE
Nucl. Phys., 15, 646, chapitre 3 (1960)
- 5 TROMBELLO, BARLOUTAUD et PHILLIPS
Phys. Rev., 119, 761 (1960)
- 6 PHILLIPS et MILLER
Phys. Rev., 115, 1268 (1959)
Congrès de 1958, 1268
- 7 SCOTT
Phys. Rev., 110, 1398 (1958)
- 8 GORODETSKY, ULMANN, BERGDOLT, GALLMANN
Nucl. Phys., 38, 177 (1962)
- 9 EVANS J.E.
A.E.R.E. Report R 3347 - Harwell (1960)
- 10 TROMBELLO T.A., BARLOUTAUD R., PHILLIPS G.C.
Phys. Rev., 119, 570 (1960)
- 11 GORODETSKY, PORT M., GRAFF J.
Nucl. Instr. et Meth., 15, 183 (1962)
- 12 KELLER
Rapport CERN No 57 (Aout 1957)
- 13 GORODETZSKY, ULMANN, BERGDOLT, GALLMANN
Journal Physique Radium 22, 570 (1961)
- 14 BARLOUTAUD, FARAGGI, ROSEN, SHAGROTH
Journal de Physique 21, 369 (1960)
- 15 MONAGHAN et ELWYN
Nucl. Instr. 14, 348 (1961)
- 16 EVANS
Phys. Acta , page 243 (1959)

- 17 CALDERO, FORZANI, SCHMOUKER
IENA/RI/61-2/A et Journal Phys. et Radium, t.22, 210 A (1961)
- 18 GRIVET et BLAQUIERE
" Le bruit de fond " - Dunod, Paris (1958)
- 19 GENIN
Electronique et Physique Nucléaire - Ed. Hermann, Paris (1953)
- 20 FRIEDLAND, ZIEMBA
The semiconductors detectors method of experimental Physics
vol. 5 Part. A, pages 265
- 21 IRE - Trans. on nucl. Science
Solid state radiation detectors - No 1, volume NS-8 (1961)
- 22 COCHE, SIFFERT
Détection des Rayonnements Nucléaires
Congrès International de Physique Nucléaire (Juin-Juillet 1962)
- 23 COCHE A., SIFFERT P.
Journal de Physique et Radium, Tome 22, 162 (Nov.1961)
- 24 SHOCKLEY
International conference on semiconductors physics - Prague 1960
- 25 DUBORGEL B.
Thèse 3ème cycle - Université de Lyon - Décembre 1962
- 26 DURAND J.L.
Thèse 3ème cycle - Université d'Alger - 1963
- 27 RADIOTECHNIQUE
Notice d'utilisation des détecteurs
- 28 ORTEC
Notice d'utilisation des détecteurs
- 29 BLANKENSHIP J.L., and BORKOWSKI C.J.
Silicon surface barrier nuclear particle spectrometer
IRE Trans. on nucl. Science, vol. NS 7, (1960)
- 30 INTERTECHNIQUE
Notice d'utilisation de l'analyseur 400 canaux transistorisé.

TABLE DES MATIERES

	Pages
INTRODUCTION	
<u>CHAPITRE I - DESCRIPTION DU MONTAGE REALISE</u>	4
A - Schéma d'ensemble du dispositif utilisé	4
B - Alignement de la chambre - Repères utilisés	10
<u>CHAPITRE II - ETUDE SOMMAIRE DE LA DETECTION PAR JONCTION</u>	13
I - Etude d'un détecteur à jonction	13
II - Etude des caractéristiques particulières d'un détecteur à jonction	18
<u>CHAPITRE III - SYSTEME DE DETECTION ET ELECTRONIQUE ASSOCIEE</u>	27
- Chaîne préamplificatrice	28
- Aiguillage - Détection simultanée sur 2 voies	30
- Circuit Monitor - Description du montage	43
<u>CHAPITRE IV - ETUDE DE LA REACTION ($C^{12}_{pp} C^{12}$)</u>	48
I - Courbe d'excitation	48
II - Distribution angulaire de la réaction $C^{12}_{(pp)}C^{12}$	51
III - Distributions angulaires en énergie $C^{12}_{(pp)}C^{12}$ - Résultats expérimentaux	69
IV - Les cibles de carbone	69
<u>CHAPITRE V - ETUDE DE LA POLARISATION DUE A LA DIFFUSION $C^{12}_{(pp)}$</u>	78
- Rappels théoriques sommaires	78
- Principe de mesure	79
- Etalonnage du polarimètre - Principe (général)	84
- Etude expérimentale	88
- Dissymétries géométriques du polariseur	90
- Dissymétries géométriques de l'analyseur	91

- Test d'équilibrage	92
- Détermination de la valeur du terme correctif $k'=(1+\epsilon)$..	96
- Mesures	98
- Précision de ces mesures	100

<u>ANNEXE I</u>	- <u>VARIATION DE LA SECTION EFFICACE DE PREMIERE ET</u> <u>SECONDE DIFFUSION SUR L'INTERVALLE ANGULAIRE</u> <u>ACCEPTÉ PAR LE POLARIMETRE</u>	107
-----------------	--	-----

<u>ANNEXE II</u>	- <u>CALCUL DE LA POLARISATION MOYENNE EN FONCTION</u> <u>DE L'ÉPAISSEUR DES CIBLES</u> ,	108
------------------	--	-----

CONCLUSION

BIBLIOGRAPHIE

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Etude de protection automatique pour le "Contrôle des Réacteurs Nucléaires"
application à la détection des ruptures de gaines.

Vu :

Vu et approuvé :

Les Membres du Jury :

Le Doyen de La Faculté des Sciences

A. SARAZIN

J. DEPRAZ

L. FEUVRAIS

J. BRACONNIER

Vu et accordé le permis d'imprimer :

Lyon, le 2 Mars 1966

Le Recteur,
Président du Conseil de l'Université

P. LOUIS

